PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 17 — 1. September 1937. Redaktionsschluß für Nr. 19 am 15. September 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Lampe und E. Ferroni, Messung der Abschirmwirkung eines Faraday-Käfigs bei Rundfunkfrequenzen. S. 637.

H. Stohlmann, Untersuchungen und Verbesserungen von Alpha-Strahl-Stromnormalen. S. 645.

L. Waldmann, Zwei Anwendungen der Sommerfeldschen Methode der verzweigten Potentiale. S. 654.

Q. Majorana, Neue Untersuchungen über die Einwirkung des Lichtes auf dünne Metallschichten. S. 663.

O. Meißer, Die Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristik von seismischen Meßinstrumenten. S. 668.

A. Piekara, Elektrische Sättigung in verdünnten Nitrobenzollösungen. S. 671.

Zuschriften:

E. Graßmann, Die Energie von Kernreaktionen. S. 674.

Besprechungen:

O. Blüh, Einführung in die Physik. S. 675.

F. Kollmann, Technologie des Holzes. S. 676.

H. Kühl, Dissoziation von Verbrennungsgasen und ihr Einfluß auf den Wirkungsgrad von Vergasermaschinen. S. 676.

Nachrichten. S. 676.

ABHANDLUNGEN.

Messung der Abschirmwirkung eines Faraday-Käfigs bei Rundfunkfrequenzen.

Von Walter Lampe und Erich Ferroni.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Einleitung.

In den Versuchslaboratorien und bei praktischen Anwendungen der Hochfrequenztechnik werden Abschirmkäfige benötigt, um erstens die unerwünschte Ausstrahlung eines Hochfrequenzsenders abzuschirmen und um zweitens bei Empfängeruntersuchungen und anderen Meßanordnungen keine Störspannungen an dem zu untersuchenden Gerät zu erhalten.

Die allgemeine Schutzwirkung der Faraday-Käfige ist bekannt, über Zahlenwerte der Abschirmdämpfung sind bisher nur einige wenige Angaben im Schrifttum[1] [2] gemacht worden. Es wurden daher zur Bestimmung der Käfigdämpfung längere Versuchsreihen an einem doppelwandigen Käfig ausgeführt. Die Dämpfungswerte wurden in Abhängigkeit von der Frequenz aufgenommen, zur Messung dienten sowohl Rundfunksender als auch ein eigener Meßsender. Die Versuche wurden auf das Band der Rundfunkfrequenzen von 100–1600 kHz (3000–180 m) begrenzt, sie sollen jedoch bis in das Gebiet der Ultrakurzwellen ausgedehnt werden.

Aufbau des Käfigs.

Der Käfig (Abb. 1) hat eine Außengröße von $4 \times 3 \times 2{,}5$ m. Er ist aus einem Holzgerüst aufgebaut, die sechs Wände sind aus je zwei Drahtgittern gebildet, die mit einem gegenseitigen Abstande von 8 cm an den Holzbalken befestigt sind. Das Drahtgitter besteht aus verzinktem Eisendraht, die Maschenweite beträgt etwa $8{,}5 \times 9{,}0$ mm. Die Kreuzstellen der einzelnen 1 mm starken Drähte sind verlötet. Die Ecken des Käfigs und die Stoßkanten der einzelnen Bahnen sind mit Blech unterlegt und gleichfalls sorgfältig verlötet. Die beiden Drahtwände des Käfigs sind gegeneinander isoliert und gewöhnlich an einem Punkte verbunden. An einer Längswand befinden sich die Türen in einer Größe von 1×2 m.

An das Schließen der Türen sind verschiedene Forderungen gestellt worden:

1. Sie sollen sehr dicht abschließen, um keine zu großen Öffnungen für Eintritt der Störspannungen zu lassen.
2. Sie sollen in kürzester Zeit von innen und außen zu öffnen sein, damit in einem Notfall der Käfig schnell geöffnet und verlassen werden kann.

Bei diesem Käfig sind die Forderungen so erfüllt, daß die Türen durch zwei isolierte Schraubenbolzen fest zu schließen sind. Die Türschlitze sind durch Bronzefederstreifen überbrückt, die eine gute elektrische Verbindung zwischen Tür und Wand gewährleisten. Die Verschraubung der Türen kann durch zwei Handräder innerhalb einiger Sekunden von innen und außen gelöst werden.

Der Aufstellungsort.

Der Aufstellungsort des Käfigs ist aus dem Lageplan (Abb. 2) zu ersehen. Der Meßraum ist nur an der einen Seite von einem anderen

1) O. Schütte und G. Weiß, Funktechn. Monatshefte, S. 169, 1934.

2) A. Esau und O. H. Roth, Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik **48**, 113, 1936.

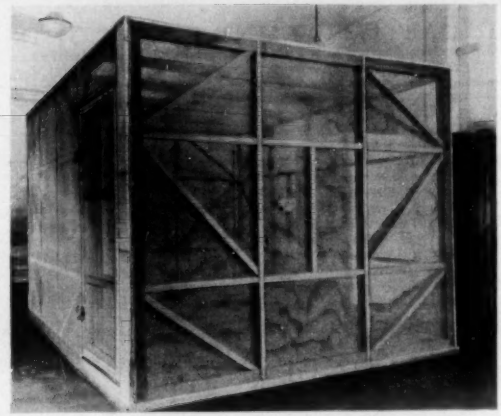


Abb. 1. Faraday-Käfig (Größe: 4 × 3 × 2,5 m).

Laboratoriumsraum und vom Treppenhaus mit Fahrstuhl begrenzt, während drei Seiten Außenwände sind. Er befindet sich direkt unter dem Dache, so daß die Feldstärke, wie sich aus Messungen ergab, im Raum etwa gleich der auf dem Dache war. Die Richtungen der Aufstellungsorte der beiden zu Messungen benutzten Rundfunksender – Berlin und Deutschlandsender – sind mit angegeben. Die im Raum liegenden Leitungen sind auch eingezeichnet, da sie die Feldverteilung im Raum mitbestimmen. Außerdem sind die Projektionen der verschiedenen Meßorte (außerhalb des Käfigs: 1–24, innerhalb: 31–43) bezeichnet, an denen Feldstärkemessungen ausgeführt wurden.

Meßmethode.

Der Abschirmfaktor v wurde als Verhältnis der Feldstärke in einem Punkte außerhalb des Käfigs zu derjenigen in einem Punkte innerhalb des Käfigs festgelegt. Als Käfigdämpfung b_k wurde im folgenden der $\ln v$ eingeführt. Wir haben uns vorläufig darauf beschränkt, die Wirkung der Abschirmung von außen nach innen zu untersuchen.

Als Empfangsantenne wurde bei der Feldstärkemessung eine Rahmenantenne von etwa 1 m² Fläche benutzt. Der Rahmen war so befestigt, daß der Mittelpunkt sich in halber innerer Käfighöhe befand. Durch Lotung wurde er über die am Boden eingezeichneten Projektionen der Meßorte 1–43 eingestellt. Die Abmessungen der Rahmenantenne sind nicht klein gegenüber den Maßen des Abschirmkäfigs. Die gemessenen Feldstärkenverhältnisse stellen Mittelwerte über eine Fläche von 1 m² dar, deren Betrag dem jeweiligen Meßort zugeordnet wird.

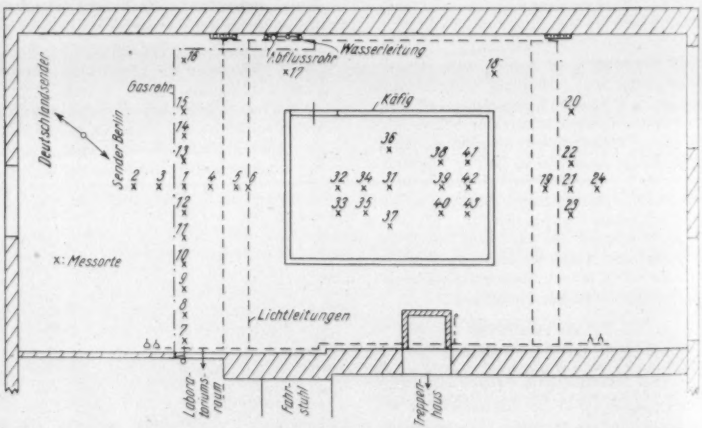


Abb. 2. Lageplan des Meßraumes

Die Rahmenantenne, die bei den Messungen innerhalb und außerhalb des Käfigs stets auf maximale Spannung eingestellt wurde, ist mit dem Eingang eines Hochfrequenzverstärkers verbunden. Die im Rahmen induzierte EMK E, sowie die Verstärker-Eingangsspannung U sind proportional der Feldstärke H. Das Verhältnis der außerhalb und innerhalb des Käfigs gemessenen Eingangsspannungen (U und U') ist daher gleich dem Verhältnis der beiden Feldstärken (H und H'). Somit ist der Abschirmfaktor des Käfigs $v = H/H' = U/U'$ und die Käfigdämpfung

$$b_k = \ln v = \ln U/U'.$$

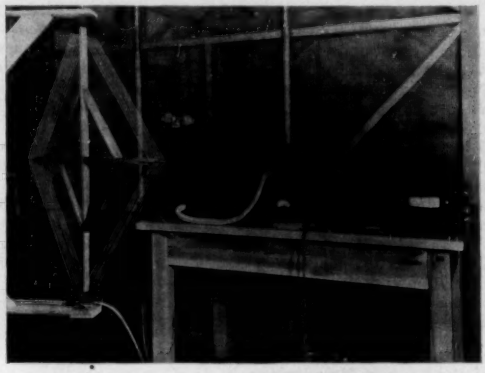


Abb. 3. Aufbau der ersten Meßapparatur.

Meßapparaturen.

Die Bestimmung der Käfigdämpfung wurde mit zwei verschiedenen Meßanordnungen durchgeführt. Die erste arbeitete bei unmodulierter Hochfrequenz empfangsseitig mit Hochfrequenzverstärkung und einem Hochfrequenz-Röhrenvoltmeter, die zweite mit modulierter Hochfrequenz und empfangsseitig mit Hochfrequenz- und Niederfrequenzverstärkung und einem Gleichrichterspannungsmesser als Anzeigegerät.

1. Meßanordnung.

Bei der ersten Anordnung (Abb. 3) wird die Spannung vom abgestimmten Rahmen über ein 5 m langes abgeschirmtes Kabel an einen Vorsatz-Hochfrequenzverstärker gelegt, der in Gegentaktschaltung gebaut ist, um die Rahmenantenne erdsymmetrisch anschalten zu können. Im Anodenkreis ist über eine Hochfrequenzspule ein zweiter abgestimmter Kreis induktiv angekoppelt, der durch ein abgeschirmtes Kabel von 4 m Länge mit einem aperiodischen Hochfrequenzverstärker verbunden ist. Der Verstärkungsgrad dieses Verstärkers kann in 10 Stufen um insgesamt 10,5 Neper geändert werden. Als Ausgangsmeßinstrument dient ein Hochfrequenzröhrenvoltmeter für einen Bereich von 0,1–2,1 Volt.

Zu den Messungen wurden erstens ein eigener Meßsender, zweitens die Rundfunksender Berlin und Deutschlandsender benutzt. Der Meßsender befand sich zwei Stockwerke unter dem Raum, in dem der Käfig aufgestellt war. Er gab seine Ausgangsleistung an eine kleine Innenantenne ab, die mit Hilfe von Verlängerungsspulen abgestimmt wurde. Bei den Messungen, die während der normalen Sendezeit mit den Rundfunksendern durchgeführt wurden, war die durch die Modulation bedingte Änderung des Ausschlages des Röhrenvoltmeters sehr gering. Das Röhrenvoltmeter mißt die Effektivwerte der Spannungen, daher ist die Änderung des Ausschlages, wenn man den Durchschnittswert des Modulationsgrades zu 10 Proz. zugrunde legt[3]), 2,5 Promille und liegt innerhalb der Meßgenauigkeit.

Auf der Empfangsseite führten wir die Messungen so aus, daß wir die ganze Meßapparatur an bestimmten Punkten zuerst außerhalb und dann innerhalb des Käfigs aufbauten. Die Rahmenantenne wurde in Maximumstellung gedreht und ebenso wie das Vorsatzgerät abgestimmt. Dann mußte eine entsprechende Stufe des aperiodischen Hochfrequenzverstärkers eingestellt werden, damit die Ausgangsspannung in den Meßbereich des Röhrenvoltmeters fiel. Um den Meßbereich der ganzen Anordnung zu erweitern, wurde bei den Messungen außerhalb des Käfigs die Rahmenantenne durch parallelgeschaltete Ohmsche Widerstände gedämpft. Der Wert dieser Dämpfung (b_r) wurde für jede Meßfrequenz in Neper bestimmt. Die gesamte Käfigdämpfung setzt sich zusammen aus

$$b_k = b_r + b_v + \ln \frac{U_v}{U'_v}.$$

Es bedeutet: b_r = Dämpfung der Rahmenantenne durch Ohmsche Widerstände, b_v = Unterschied der Verstärkungsfaktoren des Hochfrequenzverstärkers, $\frac{U_v}{U'_v}$ = Verhältnis der Spannungen am Röhrenvoltmeter.

3) E. Schulze-Herringen, Lorenz-Berichte, Nr. 1/2, 51, 1937.

Bei dem Aufbau der gesamten Meßapparatur im Käfig traten bei Messungen mit hohen Frequenzen infolge der notwendigen Größe der Verstärkung Rückkopplungen auf zwischen der Rahmenantenne und dem Verstärker. Daher versuchten wir, die Apparatur zu teilen und nur die Rahmenantenne und das Vorsatzgerät im Käfig aufzustellen. Ein abgeschirmtes Verbindungskabel führte durch die Käfigwände hindurch zum Hochfrequenzverstärker und Röhrenvoltmeter. Bei den Messungen stellte sich aber heraus, daß die Feldverteilung im Käfig durch dieses Kabel stark gefälscht wurde. Wir mußten uns daher darauf beschränken, mit dieser Apparatur die Dämpfung nur bei tiefen Frequenzen zu messen und die Dämpfung über das gesamte Frequenzband mit einer zweiten Meßanordnung zu bestimmen.

2. Meßanordnung.

Die durch Rückwirkung des Verstärkerausganges auf die Rahmenantenne auftretenden Schwierigkeiten wurden bei der zweiten Meßanordnung durch eine Aufteilung der gesamten Verstärkung in Hochfrequenz- und Niederfrequenzverstärkung vermieden. Die dazu notwendige niederfrequente Modulation wurde jedoch nicht im Empfänger, sondern der Einfachheit halber im Meßsender durchgeführt. Die Modulationsfrequenz betrug 1000 Hz, der Modulationsgrad $m = 80$ Proz.

Die Empfangsanordnung der zweiten Meßapparatur besteht aus der Rahmenantenne, einem dreistufigen Vorverstärker, einem Vierröhrenempfänger, dem Ausgangsspannungsmesser für Tonfrequenz, den abgeschirmten Verbindungskabeln und den Batterien. Der Empfänger dient zusammen mit dem Ausgangsspannungsmesser lediglich als Anzeigeinstrument. Die Ausgangsspannung wird durch Änderung der Verstärkung des Vorverstärkers bei allen Messungen auf 3 Volt eff. eingestellt. Dadurch wird erreicht, daß am Eingang des Gleichrichters des Empfängers immer eine gleich große Hochfrequenzspannung liegt. Die bei den Messungen innerhalb und außerhalb des Käfigs eingestellte Verstärkungsdifferenz ist direkt ein Maß für den Abschirmfaktor.

Der Vorverstärker arbeitet in der ersten Stufe wieder im Gegentakt, um den Eingangskreis möglichst erdsymmetrisch zu gestalten. Auf diese folgt in Übertragerkopplung die zweite und darauf in Widerstandskopplung die dritte Stufe des Verstärkers. Über eine Drosselkopplung ist durch ein konzentrisches Kabel der Eingang des Vierröhren-Empfängers angeschlossen. Alle vier Röhren des Vorverstärkers sind Fünfpol-Exponentialröhren, RENS 1294, deren Verstärkung durch Verändern der gemeinsamen negativen Gittervorspannung U_g geregelt wird. Abb. 4 zeigt die bei einer Trägerfrequenz von 1000 kHz aufgenommene Abhängigkeit der Verstärkung des Vorverstärkers von der Gittervorspannung. Dabei ist die Verstärkung s in Neper der ganzen Meßanordnung nicht absolut angegeben, sondern relativ bezogen auf eine unbestimmte Anfangsverstärkung s_0. Der Regelbereich des Verstärkers ist sehr groß, die Verstärkung kann insgesamt um 11,5 Neper

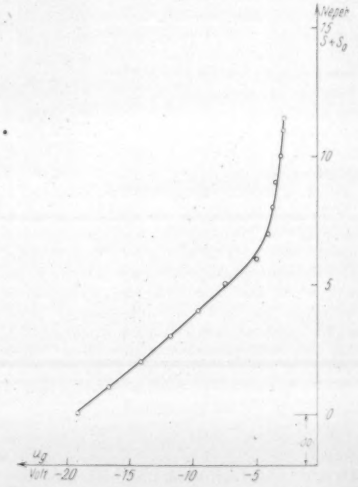


Abb. 4. Änderung der Verstärkung des Vorverstärkers in Abhängigkeit von der negativen Gittervorspannung.

(1:100000) kontinuierlich geändert werden. Die gesamte Meßapparatur ist auf einem fahrbaren Tisch aufgebaut. Auf der oberen Platte befinden sich der Vorverstärker, der Empfänger und die Meßinstrumente, darunter sind die Heizakkumulatoren und die Trockenbatterien aufgestellt. An der Seite ist die drehbare Rahmenantenne befestigt.

Beim Betrieb des Gerätes erwies es sich als zweckmäßig, bei der Wiedereinstellung eines bestimmten Arbeitspunktes — wie sie z. B. für die Eichung notwendig ist — nicht auf die gleiche Gittervorspannung U_g, sondern auf gleichen Anodenstrom I_a einzustellen. Bei dem aus Batterien betriebenen Gerät sind auch im eingelaufenen Zustand geringe Schwankungen der Anoden- und Schirmgitterspannungen unver-

meidlich. Ein Absinken der Schirmgitterspannung verursacht, da es sich nur um verhältnismäßig kleine Spannungsänderungen handelt, eine Verschiebung der $I_a - U_g$-Charakteristik parallel zur U_g-Achse. Um die gleiche Steilheit S und damit die gleiche Verstärkung $\mathfrak{V} = S \cdot \mathfrak{R}_a$ zu erhalten, muß nicht U_g, sondern I_a konstant gehalten werden. Ein Meßinstrument, das den Strom I_a anzeigt, liegt zu diesem Zweck im Anodenkreis der Eingangsstufe.

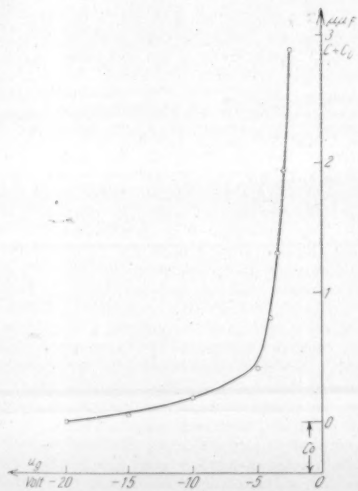


Abb. 5. Änderung der Gitter-Kathodenkapazität in Abhängigkeit von der negativen Gittervorspannung.

Die Kondensatoren des ersten und des zweiten Abstimmkreises sind einzeln einstellbar. Sie müssen – bei konstanter Sendefrequenz – beim Übergang von kleinen zu großen Verstärkungen nachgestimmt werden, da sich die wirksame Gitter-Kathodenkapazität der Exponentialröhren, die einen Teil der Schwingkreiskapazität bildet, beim Anlegen verschiedener negativer Gittervorspannungen ändert. Abb. 5 zeigt, daß es sich, gemessen am Gitter der zweiten Stufe des Vorverstärkers, um Änderungen in der Größe von einigen $\mu\mu$F handelt. Ohne Nachstimmen der Schwingungskreise könnten diese Kapazitätsänderungen, vor allem wenn die gesamte Schwingkreiskapazität klein ist, große Verstärkungsänderungen vortäuschen.

Bei den Messungen wurde der gleiche Meßsender wie bei der ersten Anordnung, nur mit 1000 Hz moduliert, verwendet. Der Meßvorgang entsprach dem oben beschriebenen, nur wurde hier die Verstärkung so geregelt, daß die tonfrequente Ausgangsspannung 3 Volt eff. betrug. Als Maß für den in beiden Fällen eingestellten Verstärkungsgrad wurde der Anodengleichstrom der Eingangsstufe abgelesen (Messung außen I_a, innen I_a') und bei der unmittelbar auf jede Messung folgenden Eichung wieder eingestellt. Der Vorteil der jedesmal neu erfolgenden Eichung gegenüber der Benutzung einer Eichkurve lag darin, daß man erstens bei länger andauernden Meßreihen von Batterie-Spannungsschwankungen möglichst unabhängig wurde, und zweitens die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung der ganzen Apparatur nicht zu berücksichtigen brauchte.

Bei der Eichung handelte es sich um die Ermittlung der bei der Messung eingestellten Verstärkungsdifferenz. Zu diesem Zweck wurde die kleine Sendeantenne abgeschaltet und der Meßsender über ein abgeschirmtes Kabel mit einer Eicheinrichtung verbunden, die sich unmittelbar vor dem Käfig befand. Die Eicheinrichtung besteht aus einem Übertragersatz zur Widerstandsanpassung, einem Meßübertrager mit eingebautem Thermospannungsmesser und einer Ohmschen Eichleitung. Der Spannungsmesser kontrolliert die Konstanz der Eingangsspannung an der Eichleitung. Von der Eichleitung ab führt ein kurzes abgeschirmtes Kabel durch beide Käfiggitter hindurch und endet in einer kleinen Spule. Diese wird bei der Eichung mit der Rahmenantenne des im Käfig befindlichen Empfangsgerätes gekoppelt. Durch eine Veränderung der Dämpfung der Eichleitung kann der Strom in der kleinen Koppelspule und damit auch die in dem Rahmen induzierte EMK geändert werden. Nunmehr wird der Anodenstrom der ersten Stufe des Vorverstärkers auf I_a bzw. auf I_a' eingestellt und in beiden Fällen die Dämpfung der Eichleitung so geregelt, daß am Ausgang des Empfängers eine Spannung von 3 Volt eff. herrscht. Die beiden zu I_a und I_a' gehörigen Dämpfungswerte seien b und b'. Außer der Dämpfung durch die Ohmschen Kettenglieder der Eichleitung tritt aber noch eine zusätzliche Stoßdämpfung auf. Eine Stoßstelle entsteht am Ende des Vierpols dadurch, daß parallel zu dem in der Eichleitung schon eingebauten richtigen Abschlußwiderstand das abgeschirmte Kabel und die Koppelspule liegen, die Eichleitung daher nicht mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen ist.

Es sei $\mathfrak{U}_0$ die Eingangs-EMK, $\mathfrak{U}_2$ die Ausgangsspannung der Eichleitung, $\mathfrak{R}_1$ der Eingangs- und $\mathfrak{R}_2$ der Ausgangswiderstand der Schaltung, b die Dämpfung der Eichleitung und b_{st} die zusätzliche Stoßdämpfung. Dann ergeben sich für die bei der Eichung eingestellten

Dämpfungswerte b und b' die Spannungen an der Koppelspule zu:

$$|\mathfrak{U}_2| = \tfrac{1}{2}\left|\mathfrak{U}_0\right|\sqrt{\frac{\Re_2}{\Re_1}}\cdot e^{-(b+b_{ek})},$$

$$|\mathfrak{U}_2'| = \tfrac{1}{2}\left|\mathfrak{U}_0\right|\sqrt{\frac{\Re_2}{\Re_1}}\cdot e^{-(b'+b_{ek})}.$$

Daraus folgt für den Abschirmfaktor v, konstante Eingangs-EMK $\mathfrak{U}_0$ vorausgesetzt:

$$v = \left|\frac{\mathfrak{U}_2}{\mathfrak{U}_2'}\right| = e^{b'-b}$$

und für die Käfigdämpfung

$$b_k = \ln v = b' - b\,.$$

Die Käfigdämpfung b_k ergibt sich also bei der Eichung direkt als Differenz der beiden eingestellten Dämpfungswerte. Die Stoßdämpfung ist bei beiden Messungen gleich groß und fällt daher bei der Differenzbildung heraus.

Meßergebnisse.

Mit den beiden Meßapparaturen 1 und 2 wurden an dem oben beschriebenen Abschirmkäfig mehrere Meßreihen durchgeführt.

Mit der Meßapparatur 1:

1. Verteilung der Feldstärke im Käfig und im Raum bei konstanter Frequenz,
2. Einfluß der Käfigtüren auf die Abschirmwirkung,
3. Abschirmung gegen die Felder des Rundfunksenders Berlin-Tegel und des Deutschlandsenders[4]),
4. Abschirmung gegen den zwei Stockwerke tiefer aufgestellten Meßsender in Abhängigkeit von der Frequenz, Meßsender unmoduliert, nicht geerdet.

Mit der Meßapparatur 2:

5. Verteilung der Feldstärke wie bei 1.,
6. Abschirmung gegen den Meßsender in Abhängigkeit von der Frequenz, Meßsender moduliert, nicht geerdet,
7. wie 6., Meßsender geerdet.

In allen Fällen war der Käfig selbst nicht geerdet, da es sich bei den Messungen herausgestellt hatte, daß eine Erdung des Käfigs die Abschirmwirkung nicht verbesserte, manchmal aber sogar beträchtlich verschlechterte. Die Aufstellung des Käfigs im fünften Stockwerk würde eine besonders geeignete Erdleitung erfordern, auch müßte der Übergangswiderstand der Leitung gegen Erde sehr klein gehalten werden.

Die Richtung und Größe des Meßsenderfeldes wurden vor allem von der räumlichen Verteilung der leitenden Massen des Gebäudes beeinflußt. Eine verschiedene Verteilung der Feldstärke wurde auch erhalten, je nachdem der Meßsender geerdet oder nicht geerdet war. Daher untersuchten wir auch – wie in der Zusammenstellung oben ersichtlich – diese beiden Fälle getrennt.

Im wesentlichen aber lagen die Feldrichtungen des Meßsenderfeldes auch in der Achse Tegel-Zeesen. Es wird hier auf diesen Umstand deswegen besonders hingewiesen, weil man annehmen könnte, die Abschirmwirkung hänge von dem Winkel ab, den die Mittelebene des Käfigs mit der Feldrichtung einschließt. Bei den durchgeführten Messungen war aber die Feldrichtung praktisch immer dieselbe, eine Richtungsabhängigkeit konnte daher nicht festgestellt werden.

Den Messungen über den Frequenzgang der Abschirmwirkung gingen die Untersuchungen (Meßreihen 1 und 5) über die Verteilung der Feldstärke im Raum und den Einfluß der beiden Käfigtüren (Meßreihe 2) voraus. Der Lageplan (Abb. 2) gibt zunächst Aufschluß über die Aufstellung des Käfigs und die Verteilung der Meßorte. Als Hauptmeßorte wurden der Punkt 31, der Mittelpunkt des Käfigs, und der Punkt 1, der in der Längsachse 2 m vom Käfig entfernt liegt, gewählt. Die weiteren Punkte sind fortlaufend numeriert. Der außerhalb der eingezeichneten Meßpunkte liegende Raum konnte wegen der schiefen Dachmauern nicht weiter ausgenutzt werden. Die Feldrichtung war am wenigsten gestört zwischen den Schmalseiten des Käfigs und den Fensterwänden. Zwischen den Längswänden des Raumes und den Längsseiten des Käfigs zeigte die Maximumeinstellung des Rahmens fast parallel zu den Wänden, in der Nähe von Rohr- oder elektrischen Leitungen dagegen direkt auf diese hin.

Zahlentafel I gibt die Verteilung der Feldstärke außerhalb, Zahlentafel II innerhalb des Käfigs wieder. Es sind hier nur Verhältniszahlen angegeben, welche zeigen, um wieviel die Feldstärke kleiner oder größer ist gegenüber den beiden Hauptmeßpunkten 1 bzw. 31. Dadurch ist es möglich, die unter 3., 4., 6. und 7. gemessenen Werte der Käfigdämpfung, die nur zwischen den Punkten 1 und 31 bestimmt wurden, auch für andere Meßpunkte umzurechnen.

Wie Zahlentafel I zeigt, ist die Feldstärke im Raum an der Hofseite nur etwa $^1/_2$ bis $^1/_3$ so groß wie die Feldstärke an der Straßenseite, dementsprechend ist auch die Abschirmwirkung

4) Weiter entfernt liegende Sender kommen wegen ihrer kleinen Feldstärke im Käfig nicht in Betracht. Die Eingangsspannung am Vorverstärker fällt dann schon in den Störpegel.

Zahlentafel I.

Feldstärkeverteilung im Meßraum (Verhältniswerte).

Frequenz kHz	Meßorte 1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
191 D)	1,0	0,99	1,02	0,94	0,83	0,75	1,38	1,31	1,26	1,20	1,12	1,04	0,98	0,95	0,91	0,87				0,37	0,37	0,36	0,38	0,34
240	1,0							2,74		1,46					0,93	1,52	1,61	0,36	0,51	0,46	0,52			0,49
646	1,0						1,85			1,19					0,97		1,07	0,81		0,54	0,47			
841 B)	1,0						1,41			1,21					0,89				0,32		0,32			0,33

D) = Deutschlandsender, B) = Berlin.

Zahlentafel II.

Feldverteilung im Käfig (Verhältniswerte).

kHz	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43
125	1	0,91				0,86	1,26		1,14				
191 D)	1	1,26	1,0	1,1	0,95			0,83	0,76	0,83	0,67	0,71	0,78
240	1	1,50		1,32						0,63			
841 B)	1	1,46							0,60				
900	1	1,37				0,74	1,18		1,3				
1000	1	1,06				0,89	1,0		0,89				

D) = Deutschlandsender, B) = Berlin.

des Käfigs bezogen auf die Meßorte 21 und 31 nur $^1/_2$ bis $^1/_3$ so groß wie die Abschirmwirkung bezogen auf die Meßorte 1 und 31. Der Anstieg von 1 zu den Punkten 16 und 17 hin ist auf elektrische Leitungen, der von 1 gegen 7 hin auf ein an der Wand verlegtes Gasrohr zurückzuführen. Die Feldstärkeverteilung im Käfig ist, wie Zahlentafel II erkennen läßt, nicht gleichmäßig. Bei den meisten Frequenzen ergibt sich in der Längsachse des Käfigs ein stetiges Ansteigen, bei anderen wieder ist die Feldstärke in der Mitte der Längsachse am kleinsten.

Vergleichshalber wurden auch Feldstärkemessungen des Senders Berlin-Tegel auf dem Gebäudedach durchgeführt. Die dabei gefundenen Werte waren nicht größer, sondern etwa gleich den größten im darunter liegenden Meßraum gemessenen Werten.

Den Einfluß der Käfigtüren bringt die Zahlentafel III. Die Feldstärke im Käfig steigt beim Öffnen beider Käfigtüren bei einer Frequenz von 191 kHz auf das 1,86fache, bei 841 kHz dagegen auf das 116fache der Feldstärke bei geschlossenen Türen an. Ein bloßes Lockern der Verschraubung der Käfigtüren machte sich z. B. bei 1000 kHz schon in einem deutlichen Anstieg der Spannung am Empfänger bemerkbar. Bei schlechtschließenden Türen verkleinert sich mit wachsender Frequenz die abschirmende Wirkung des Käfigs.

Die Ergebnisse der Messungen 3, 4, 6 und 7 über den Frequenzgang der Käfigdämpfung sind in den Abb. 6 und 7 eingetragen. Über der Frequenz f im logarithmischen Maßstab ist in Abb. 6 die Käfigdämpfung $b_k = \ln v$ in Neper – wie sie bei der Messung direkt erhalten wird – auf linearer Skala aufgetragen. Abb. 7 bringt dieselbe Kurve, nur ist hier, um die Zahlenwerte der gemessenen Feldstärkeverhältnisse zu zeigen, der Abschirmfaktor $v = U_2/U_2'$ in logarithmischem Maßstab eingezeichnet. Wie aus den Abbildungen ersichtlich, ist der Frequenzgang der Käfigdämpfung für alle Meßreihen praktisch derselbe. Das heißt, daß die Abschirmfaktoren für das Feld eines fernen und eines nahen Senders, unabhängig auch von den Erdverhältnissen des Meßsenders, praktisch die gleichen sind.

Die verhältnismäßig große Streuung mancher Meßpunkte läßt sich schwer vermeiden, denn es machen sich eben schon kleine momentane Störungen in der Feldverteilung im Ergebnis bemerkbar.

Bei etwa 1000 kHz weist der Frequenzgang der Käfigdämpfung des untersuchten Käfigs ein

Zahlentafel III.

Einfluß der Käfigtüren (Verhältniswerte).

Türenzustand	Sender Berlin $f = 841$ kHz	Deutschlandsender $f = 191$ kHz
Geschlossen	1	1
Innentür offen.....	7,95	1,52
Außentür offen	4,5	1,39
Beide Türen offen .	116	1,86

deutlich ausgeprägtes Maximum auf. Hierbei beträgt die Käfigdämpfung etwa 10,8 Neper, entsprechend einem Abschirmfaktor von rund 50000. Im ganzen untersuchten Frequenzgebiet

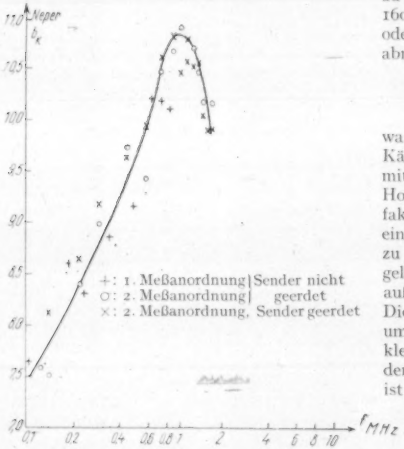


Abb. 6. Käfigdämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz.

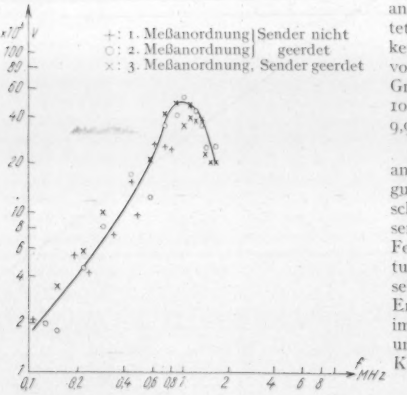


Abb. 7. Abschirmfaktor in Abhängigkeit von der Frequenz.

ändert sich die Dämpfung um ungefähr 3,3 Neper, der Abschirmfaktor ändert sich dementsprechend um das $e^{3,3} = 26{,}5$fache.

Es soll die Aufgabe weiterer Messungen sein zu prüfen, ob für Frequenzen, die größer als 1600 kHz sind, noch weitere Maxima auftreten oder ob die Abschirmung des Käfigs stetig abnimmt.

Zusammenfassung.

Aufgabe der vorliegenden Untersuchungen war es, die Abschirmwirkung eines Faraday-Käfigs im Gebiet der Rundfunkfrequenzen zu ermitteln. Es wurde die Abschirmung gegen äußere Hochfrequenzfelder untersucht. Als Abschirmfaktor v wurde das Verhältnis der Feldstärke in einem bestimmten Punkte außerhalb des Käfigs zu derjenigen im Mittelpunkt des Käfigs festgelegt. Die Verteilung der Feldstärke wurde außerhalb und innerhalb des Käfigs gemessen. Die dabei angegebenen Verhältniszahlen zeigen, um wieviel die Feldstärke an einem Meßorte kleiner oder größer ist als die in dem betreffenden Hauptmeßort. Durch diese Verhältniszahlen ist es möglich, den Abschirmfaktor für jeden Meßort außerhalb zu jedem Meßort innerhalb des Käfigs zu berechnen. Als Käfigdämpfung wurde der $\ln v$ eingeführt. Die Untersuchungen wurden mit zwei verschiedenen Meßanordnungen gemacht, von denen die eine mit unmodulierter, die andere mit modulierter Hochfrequenz arbeitete. Die Käfigdämpfung wurde in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt. Sie steigt von 7,5 Neper (1830) bei 130 kHz auf einen Größtwert von 10,8 Neper (50000) bei etwa 1000 kHz an und fällt dann wieder auf 9,9 Neper (20400) bei 1600 kHz ab.

Es zeigte sich, daß der für Untersuchungen an Rundfunkgeräten gebaute Käfig seinen Zweck gut erfüllt, da die Frequenz des größten Abschirmwertes ungefähr der Frequenz des Ortssenders entspricht. Nachteilig ist aber, daß die Feldverteilung durch Rohr- und elektrische Leitungen sowohl im Meßraum als auch im Käfig selbst stark verzerrt wird. Es ist daher beim Entwurf eines Abschirmkäfigs darauf zu achten, im Aufstellungsraum möglichst wenig Leitungen und auch diese nur in großem Abstand vom Käfig zu verlegen.

Berlin-Charlottenburg, Juni 1937.

(Eingegangen 30. Juni 1937.)

Untersuchungen und Verbesserungen von Alpha-Strahl-Stromnormalen.

Von Hartwig Stohlmann.

I.

Der Sinn eines Stromnormales ist der, daß es unter gegebenen Bedingungen einen bestimmten Strom liefert. Es haben ganz besonders solche Stromnormale Verbreitung gefunden, die den Normalstrom durch die Luftionisation der Alpha-Strahlen des schwarzen Uranoxyds erzeugen, weil dies wohlfeil ist und sich leicht, z. B. mit Zaponlack, auf einer metallischen Unterlage haltbar befestigen läßt. Es ist indessen bekannt, daß sich mit Alpha-Strahlen nur schwer Sättigung erzielen läßt; weiterhin spielen, wegen deren Reichweite, die Ausmaße des Ionisationsgefäßes eine Rolle. Daher kommt es, daß der Strom eines Alpha-Strahl-Stromnormales im allgemeinen durch die angelegte Spannung und durch die Luftdichte beeinflußt wird, so daß man Barometerstand und Temperatur berücksichtigen muß.

Die vorliegende Arbeit hat es sich zur Aufgabe gemacht, die Rolle der genannten Einflüsse zu untersuchen und auf Grund der Ergebnisse die Alpha-Strahl-Stromnormale zu verbessern.

Grundsätzlich haben wir zwei ideale Grenzfälle zu unterscheiden:

1. Oberhalb einer bestimmten Spannung und innerhalb eines bestimmten Luftdichtebereiches soll das Stromnormal immer ein und denselben konstanten Strom mit einer Genauigkeit von $\pm q$ Proz. liefern.

   Solche Stromnormale können vielfache Anwendung finden, z. B. zur Empfindlichkeitskontrolle von Galvanometern und Elektrometern.

2. Oberhalb einer bestimmten Spannung soll der Strom des Stromnormals innerhalb $\pm q$ Proz. der Luftdichte proportional sein, oder das Verhältnis von Strom zu Luftdichte soll konstant sein.

   Solche Stromnormale können zur Kontrolle von Strömen dienen, die ebenfalls der Luftdichte proportional sind, wie z. B. Ionisationsströme durch Röntgenstrahlen in Faßkammern.

Ist bei dem zu kontrollierenden Strom das Verhältnis Strom zu Luftdichte nicht völlig konstant, zeigt es vielmehr einen bestimmten, wenn auch kleinen Gang mit der Luftdichte, so ist es am günstigsten, wenn das Stromnormal denselben Gang besitzt.

Stromnormale, die diese Forderungen erfüllen, bringen Vorteile mit sich. Hält man sich oberhalb der vorgeschriebenen Minimalspannung und innerhalb des vorgeschriebenen Luftdichtebereiches, so braucht man weder die Spannung noch die Luftdichte zu messen: man erhält trotzdem immer mit q Proz. Genauigkeit entweder denselben Normalstrom oder dasselbe Verhältnis von Strom zu Luftdichte. Außerdem stehen die Ströme mehrerer Normale, die Fall 1 genügen, immer in demselben Verhältnis, und dasselbe gilt für Normale entsprechend Fall 2.

Demgegenüber können sog. Stromnormale, die diesen Forderungen nicht genügen, und die daher in jedem Einzelfalle die Berücksichtigung von Barometerstand, Temperatur und Spannung erfordern, nur als Notbehelf angesehen werden. Denn das Arbeiten mit ihnen ist nicht nur umständlicher, sondern die Messung der drei genannten Größen vergrößert auch die Ungenauigkeit des Ergebnisses.

II.

Uranoxyd-Stromnormale sind wiederholt beschrieben worden; so z. B. von Behnken (1, 2). Das von ihm (1) untersuchte Stromnormal nähert sich ziemlich gut dem ersten Fall: bei Zunahme der Luftdichte um 9,3 Proz. steigt der Normalstrom nur um 1,0 Proz. Kürzlich haben Behnken und Graf (3) einen Röntgendosismesser für Prüfzwecke beschrieben, der mit zwei Uranoxyd-Stromnormalen ausgerüstet ist. Das eine ist ein festes Stromnormal U_1; ein Aluminiumgehäuse von $30 \times 100 \times 120$ mm umschließt einen von ihm isolierten Aluminiumblock von $10 \times 80 \times 95$ mm. Das Uranoxyd befindet sich auf den einander zugekehrten Flächen von Gehäuse und Innenelektrode. Das andere Stromnormal U_2 ist veränderlich einstellbar. Es besteht aus einem zylindrischen Gehäuse von 80 mm Durchmesser und 30 mm Höhe. In seinem Innern befindet sich, getragen durch einen Bernsteinisolator mit Erdschutzring, eine tellerförmige Innenelektrode von 50 mm Durchmesser. Durch Drehen an einer Trommel mit Teilung kann das am Boden befindliche Uranoxyd teilweise oder ganz abgedeckt werden. Wegen Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

Es wurden nun die beiden Stromnormale so gut kopiert, wie es die Angaben zuließen; es erwies sich aber als erforderlich, auch U_1 mit Erdschutzringen zu versehen. Beide Normale wurden in eine Druckkammer für Über- und Unterdruck gebracht. Diese besaß eine Hartgummidurchführung zum Anlegen der Spannung an die Hüllen von U_1 und U_2, sowie zwei Bernsteindurchführungen, über die die Innenelektroden von U_1 und U_2 abwechselnd an ein Wulfsches Einfadenelektrometer angeschlossen werden

konnten. Die Drucke wurden mit einem Quecksilberbarometer gemessen. Um angenähert gleiche Ablaufzeiten zu erhalten, lag bei Messungen an U_1 dem Elektrometer ein großer bernsteinisolierter Kondensator parallel. Alle Ionisationen wurden, wie auch bei allen späteren Versuchen, durch Abstoppen der Ablaufzeiten bestimmt. Alle Meßreihen wurden immer anschließend aneinander mehrmals hin und zurück gemessen und für die Einzelpunkte die Mittelwerte gebildet. Die absoluten Stromwerte der Normale wurden hier wie auch bei allen späteren Untersuchungen mit Hilfe eines Harmsschen Präzisionskondensators von $47{,}2 \cdot 10^{-12}$ F gemessen, der dann parallel zum Elektrometer gelegt wurde. Durchspringt beim Anlegen von V Volt an den Innenbeleg des Harmskondensators der Elektrometerfaden einen beliebig gewählten Skalenbereich, zu dessen Durchlaufen er unter Einwirkung des Uranoxyds bei angeschlossenem Kondensator t Sekunden braucht, so ist der Stromwert des Stromnormals

$$i = C \cdot \frac{V}{t} \text{ Ampere.}$$

Die so bei 100 Volt Kammerspannung und bei Atmosphärendruck ermittelten Stromwerte betrugen für

$$U_1: 99{,}2 \cdot 10^{-12} \text{ A};$$
$$U_2: 8{,}1 \cdot 10^{-12} \text{ A},$$

während Behnken angibt:

$$U_1: 130 \cdot 10^{-12} \text{ A};$$
$$U_2: 7{,}0 \cdot 10^{-12} \text{ A}.$$

Zunächst wurden bei verschiedenen Drucken die Sättigungskurven aufgenommen (Fig. 1). In

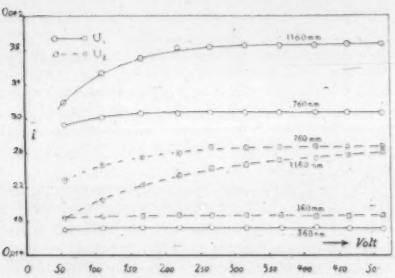


Fig. 1. Sättigungskurven bei drei verschiedenen Drucken für die Kopien der Behnkenschen Stromnormale U_1 und U_2.

den wenigsten Fällen ist in der Umgebung normaler Dichte bei der von Behnken und Graf (3) angegebenen Spannung von 100 Volt einigermaßen Sättigung erreicht. Auffällig ist die verschiedene Reihenfolge der Sättigungskurven für verschiedene Drucke bei U_1 und U_2. Die Erklärung bietet die Aufnahme der Stromkurven

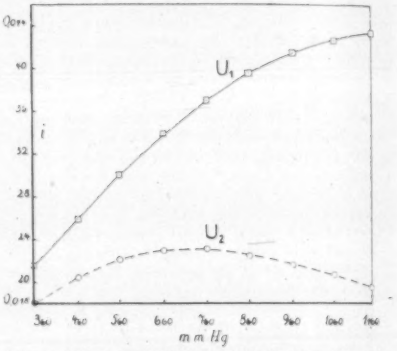


Fig. 2. Druckabhängigkeit des Ionisationsstromes für U_1 und U_2 bei 100 Volt.

in Abhängigkeit vom Druck (Fig. 2); während der Strom bei U_1 mit dem Druck monoton ansteigt, geht er bei U_2 für mittlere Drucke durch ein Maximum; bei U_2 muß also die Sättigungskurve für mittlere Drucke am höchsten verlaufen.

Interessant ist noch das Verhältnis der Ströme von U_1 und U_2 (Fig. 3): es ist ziemlich stark abhängig vom Druck.

Aus den Fig. 2 und 3 geht hervor, daß weder der Strom von U_1 noch das Verhältnis der

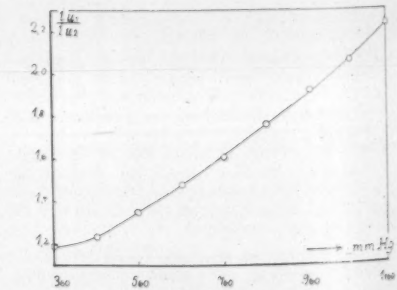


Fig. 3. Das Verhältnis der Ionisationsströme von U_1 und U_2 in Abhängigkeit vom Druck.

Ströme von U_1 und U_2 ohne Berücksichtigung von Barometerstand und Temperatur genaue

Vergleiche zuläßt, während der Strom von U_2 wegen der Lage des Maximums in der Nähe von einer Atmosphäre einigermaßen unabhängig von der Luftdichte ist.

Zur näheren Prüfung der Beziehungen zwischen Strom und Druck in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand wurden in einer zylindrischen Druckkammer von 150 mm Durchmesser zwei

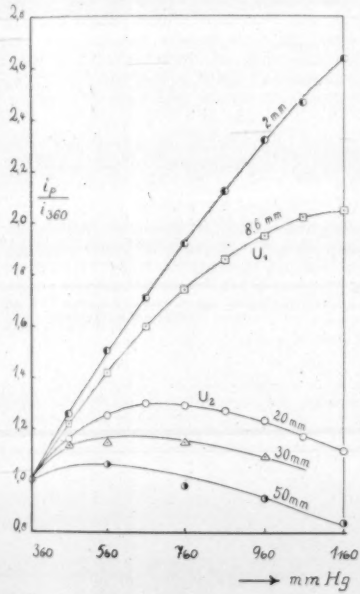


Fig. 4. Die relative Druckabhängigkeit der Ionisationsströme bei Stromnormalen verschiedenen Elektrodenabstandes.

Aluminiumplatten von 130 mm Durchmesser, die beide innerhalb eines Kreises von 110 mm Durchmesser mit Uranoxyd bestrichen waren, einander gegenübergestellt. Der Plattenabstand ließ sich verändern; die obere Platte lag an Spannung, die untere am Elektrometer; der Zylinder war geerdet. Fig. 4 zeigt die relativen Ionisationsströme für verschiedene Drucke und Plattenabstände, wobei die Ströme für 360 mm Druck willkürlich stets gleich 1 gesetzt wurden. Die Kurven der Fig. 2 sind ebenfalls mit in Fig. 4 übertragen. Man erkennt hier mit abnehmenden Plattenabstand eine starke Verschiebung des Maximums nach hohen Drucken. Eine plausible Erklärung dürfte die folgende sein:

Der Plattenabstand möge 20 mm betragen. Bei niedrigem Druck ist dann die Reichweite der Alphateilchen sehr groß; sie erreichen ein vorzeitiges Ende an den Platten, nur ein kleiner Teil ihrer Bahn wird zur Trägerbildung ausgenutzt und daher fließt, obgleich die Sättigung bei dem niedrigen Drucke ziemlich gut ist, nur ein schwacher Ionisationsstrom. Erhöht man den Druck, so werden die Bahnen der Alphateilchen besser zur Trägerbildung ausgenutzt. Dieser Gewinn bringt zunächst mehr als der Verlust durch schlechtere Sättigung, und der Ionisationsstrom steigt an. Je weiter man den Druck aber erhöht, desto mehr fällt der Sättigungsmangel gegenüber der besseren Bahnausnutzung ins Gewicht und um so weniger steigt der Strom mit dem Drucke an. Bei weiterer Druckerhöhung überwiegt der Verlust durch Sättigungsmangel sogar den Gewinn durch bessere Bahnausnutzung: hier nimmt der Strom mit der Druckerhöhung ab. Und ist schließlich jener Druck überschritten, bei dem alle Bahnen der Alphateilchen frei zwischen den Platten verlaufen, so bestimmt die Verschlechterung der Sättigung mit der Druckerhöhung den Vorgang allein, und der Stromabfall mit der Druckerhöhung wird immer größer. So erklärt sich das Maximum des Stromes bei etwa 700 mm Druck.

Bei einem größeren Plattenabstande von 50 mm werden schon bei niedrigen Drucken alle Bahnen voll ausgenutzt: das Überwiegen des Sättigungsmangels wird hier eher fühlbar und der Strom hat schon bei einem Druck von etwa 500 mm sein Maximum.

Für ganz kleine Plattenabstände von nur wenigen Millimetern ist der Einfluß der Sättigung sehr klein; die Vorgänge werden fast allein von der Ausnutzung der Bahnlänge bestimmt, von der selbst bei 1160 mm Druck nur ein kleiner Bruchteil frei in Luft verläuft. Deshalb steigt der Strom hier fast geradlinig mit dem Drucke an.

III.

Damit kommt die Aufgabe, die oben besprochenen Fälle 1 und 2 so gut wie möglich zu realisieren, darauf hinaus, jene Form zu finden, bei der das Maximum möglichst flach in der Nähe von 1 Atm. liegt (Fall 1) bzw. bei der die Stromdruckkurve möglichst geradlinig verläuft (Fall 2).

Zu diesem Zweck wurde ein Modell hergestellt, dessen Platten auch für kleine Abstände ganz genau parallel gestellt werden konnten. Es bestand aus drei horizontalen, kreisrunden Aluminiumplatten; die mittlere wurde durch einen Hartgummiklotz von der oberen getragen. Am Rande der unteren waren im gleichen Abstande

drei Bernsteinzylinder angebracht. Die oberste Platte besaß drei Justierschrauben, deren Spitzen in Kerben der Bernsteine paßten. Durch Drehen dieser Schrauben konnten die obere und mittlere Platte gegen die untere verstellt werden. Der Abstand zwischen den mit Uranoxyd bestrichenen beiden unteren Platten wurde durch Zwischenschieben von Messingklötzen bekannter Dicke genau eingestellt. Die Durchmesser betrugen bei der oberen und unteren Platte 120 mm, bei der mittleren etwa 80 mm und bei den Uranaufstrichen etwa 60 mm. Die obere Platte war gemeinsam mit der zylindrischen Druckluftkammer von 155 mm Durchmesser, in die alles gesetzt werden konnte, geerdet; die mittlere Platte lag an Spannung und die unterste am Elektrometer.

Für das Druckintervall, für das die Messungen durchzuführen sind, ist maßgebend, mit welchen Dichteschwankungen der Luft bei Benutzung des Stromnormals zu rechnen ist. Wie Habs und Küstner (4) mitteilen, hat nach einer Angabe des Wetterdienstes Magdeburg in den Jahren 1879—1929 der höchste Druck 781,3, der niedrigste 722,8 mm *Hg* betragen. Zwischen 0 und 50° C kann danach die Luftdichte zwischen 0,00104 und 0,00133 schwanken. Das entspricht einem Dichteintervall von ± 12 Proz. Erstrecken wir unsere Luftdrucke bei Zimmertemperatur auf den Bereich von 660—860 mm, so dürften alle für Deutschland praktisch in Frage kommenden Luftdichteschwankungen hierin eingeschlossen sein. Die folgenden Messungen wurden daher zwischen diesen Grenzen durchgeführt.

Tabelle I.

Verhältnis der Ionisationsströme bei 660 und 860 mm *Hg* in Abhängigkeit vom Plattenabstand A.

Plattenabstand A in mm	$\frac{i_{660}}{i_{860}}$
1,4	0,780
1,6	0,783
1,8	0,785
2,0	0,825
3,0	0,800
4,0	0,810
5,0	0,828
6,0	0,840
8,0	0,883
20,0	0,957
25,0	0,996
28,0	1,000
33,0	1,000
40,0	1,000
50,0	1,045
55,0	1,052
80,0	1,096
90,0	1,123

IV. Stromnormal für von p unabhängiges i.

(Fall 1).

Für verschiedene Abstände A der beiden mit Uranoxyd bestrichenen Platten wurde das Verhältnis der Ionisationsströme bei 660 und 860 mm *Hg* Druck bestimmt. Tabelle I zeigt das Ergebnis einer solchen Meßreihe bei 511 Volt Spannung. Wie man erkennt, steigt das Verhältnis der Ionisationen zunächst mit dem Plattenabstande an; zwischen 28 und 40 mm Plattenabstand bleibt es konstant gleich 1, um für größere Abstände wieder zuzunehmen.

Die Erklärung gibt Fig. 4. Für $A = 2$ mm Plattenabstand ist dort $i_{660} < i_{860}$; für die mittlere Kurve ist $i_{660} \sim i_{860}$, und für $A = 50$ mm ist $i_{660} > i_{860}$.

Tabelle II.

Prozentische Abweichungen der bei verschiedenen Drucken gemessenen Ionisationsströme von dem bei 760 mm *Hg* für 35 mm Plattenabstand und verschiedene Kammerspannungen.

Druck in mm *Hg*	Spannung in Volt		
	403	693	907
360	−4,6	−14,9	−15,6
560	−0,24	−0,24	−0,95
610	−0,24	+0,12	−0,84
660	0	−0,12	−0,60
710	0	−0,12	0
760	0	0	0
810	0	+0,12	0
860	−0,48	(+0,24)	0
910	−0,48	0,00	0
960	−0,72	−0,12	0
1160	−7,21	−1,5	0

Der günstigste Plattenabstand ist nach Tabelle I der von etwa 35 mm, der nun eingehender untersucht wurde. Wie Fig. 5 zeigt, ist auch bei Atmosphärendruck bei 900 Volt noch keine vollkommene Sättigung erreicht. Die Abhängigkeit

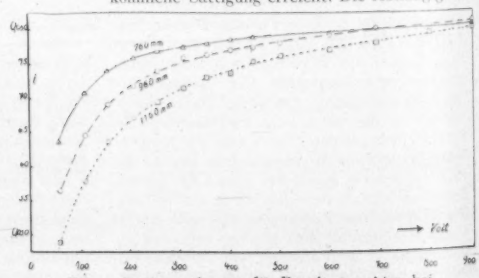


Fig. 5. Sättigungskurven für Drucke ≧ 1 Atm. bei 35 mm Plattenabstand.

Tabelle III.

Prozentische Abweichung der Ionisationsströme vom Strom bei 760 mm *Hg* in Abhängigkeit von Druck und Spannung für 35 und 40 mm Plattenabstand, wenn ein Zylinder von 130 mm Durchmesser den Luftraum einengt.

Druck in mm *Hg*	Plattenabstand 35 mm				Plattenabstand 40 mm			
	Spannung in Volt				Spannung in Volt			
	356	511	693	907	356	503	693	907
560	−1,96	−1,96	−2,83	−4,21	−0,8	−0,97	−2,50	−1,50
660	−0,18	0	−1,24	−2,28	+0,2	−0,97	−0,79	−0,15
760	0	0	0	0	0	0	0	0
860	−0,71	0	−1,06	0	−1,4	−0,19	+0,19	+0,19
960	−2,32	−0,89	−1,59	0	−4,6	−0,97	−0,38	+0,57

des Stromes vom Druck wurde zwischen 360 und 1160 mm *Hg* für 403, 693 und 907 Volt untersucht (Tabelle II).

Setzt man den Ionisationsstrom bei 760 mm Druck gleich 1, so ergeben sich für andere Drucke die Abweichungen des Ionisationsstroms in Prozenten. Alle drei Kurven zeigen ein überraschend flaches Maximum. Bei 360 mm *Hg* ist der Strom etwa 15 Proz. zu klein; aber zwischen 660 und 860 mm *Hg* ist er auf einige Promill, die nahe der erreichbaren Meßgenauigkeitsgrenze liegen, konstant. Sehr deutlich tritt hier der Einfluß des Sättigungsmangels bei hohen Drucken in Erscheinung: bei 1160 mm *Hg* beträgt der Fehler für 400 Volt 7 Proz., für 700 Volt nur noch 1,5 Proz. und für 900 Volt ist er verschwunden.

Über die Abhängigkeit des absoluten Stromwertes von Druck und Spannung wird weiter unten berichtet.

Daß das Maximum einen so günstigen, flachen Verlauf zeigt, ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der mit steigendem Druck anwachsende Sättigungsmangel durch solche Träger kompensiert wird, die in dem Raum außerhalb der Platten zwischen diesen und den Wandungen des Druckzylinders von 155 mm Durchmesser gebildet werden. Trifft das zu, so muß Einschnürung dieses Luftraumes durch Einschieben eines Metallzylinders von 130 mm Durchmesser zwischen Platten und Druckkammer das Maximum steiler werden lassen. Daß dies in der Tat der Fall ist, zeigt Tabelle III, und zwar sowohl für 35 als auch für 40 mm Plattenabstand. Man hat es also offenbar in der Hand, durch günstige Raumgestaltung das Maximum sehr flach werden zu lassen.

Auf Grund der vorliegenden Erfahrungen wurden nun drei völlig gleiche Stromnormale N_1, N_2 und N_3 hergestellt, die sich allein durch den Durchmesser des Uranaufstriches unterschieden. Ihre konstruktionellen Einzelheiten geben Tabelle IV und Fig. 6, ihre Innenansicht zeigt Fig. 7.

Tabelle IV.

Maße der Stromnormale N_1, N_2 und N_3.

Platten, Dicke	2 mm
Platten, Durchmesser	130 mm
Plattenabstand *A*	33 mm
Plattenabstand *B*	29 mm
Zylinder, lichte Höhe	95 mm
Zylinder, Durchmesser	155 mm

Die obere Platte wird durch drei starke Bernsteine getragen, deren einer zur Durchführung der Elektrometerleitung dient; die untere Platte halten drei kräftige Hartgummistücke, durch deren eines die Spannung zugeführt wird. Ein kleines Loch erlaubt den Luftausgleich. Der

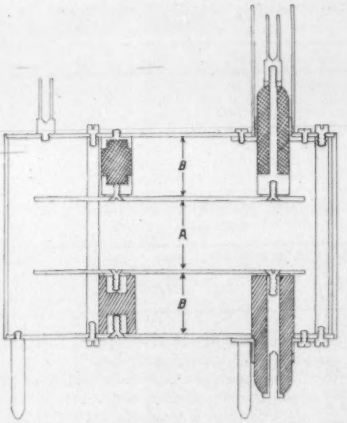


Fig. 6. Konstruktionszeichnung zu den Normalen N_1, N_2 und N_3.

Durchmesser des kreisrunden Uranaufstrichs war etwas verschieden; die Flächenproportionalität der Ionisationsströme bei Atmosphärendruck war nahezu erfüllt, wie aus Tabelle V hervorgeht.

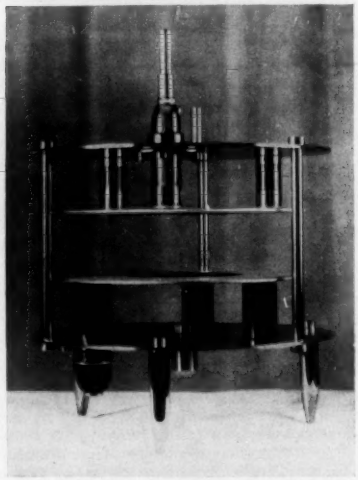


Fig. 7. Innenansicht von N_1, N_2 und N_3.

Tabelle V.

Uranoxydfläche und Strom bei den drei Stromnormalen.

Stromnormal	N_1	N_2	N_3
Uranaufstrich			
Durchmesser in cm	7,6	6,0	7,0
Uranfläche F cm² . .	45,3	28,2	38,5
Strom i in 10^{-12} A .	50,62	32,7	41,1
$i : F$	1,07	1,16	1,07

Es wurde nun zunächst bei Atmosphärendruck der Strom in Abhängigkeit von der Spannung gemessen. Tabelle VI zeigt das Ergebnis für N_3.

Tabelle VI.

Sättigungsstrom von N_3 bei 1 Atmosphäre.

Spannung in Volt	Strom in 10^{-12} A	Δ Prozent gegen $41{,}105 \cdot 10^{-12}$
56	33,06	— 19,5
108	36,20	— 11,9
159	37,70	— 8,2
210	38,55	— 6,2
260	39,05	— 5,0
309	39,50	— 3,9
356	39,83	— 3,2
403	40,10	— 2,4
450	40,28	— 2,0
503	40,39	— 1,7
600	40,53	— 1,4
693	40,65	— 1,1
801	40,74	— 0,90
900	40,82	— 0,70
1200	40,92	— 0,45
1400	41,00	— 0,30
1600	41,05	— 0,13
1800	41,08	— 0,06
2100	41,15	+ 0,11
2300	41,08	— 0,06
2500	41,11	+ 0,12

Man erkennt: Unterhalb 260 Volt ist die Sättigung nicht gut. Bei 260 Volt ist der Strom um 5 Proz., bei 450 Volt um 2 Proz. kleiner als der Sollwert. Alle diese Werte und Zwischenwerte lassen sich bei Anlegen derselben Spannung gut reproduzieren. Oberhalb 800 Volt ist der Strom um weniger als 1 Proz. zu klein; und von 1800 Volt ab ist er innerhalb der Meßfehlergrenzen von etwa $\pm$ 1 Promill unabhängig von der angelegten Spannung.

Zur weiteren Untersuchung wurden die drei Stromnormale nacheinander in eine Druckkammer gebracht. Die prozentischen Abweichungen der Ionisationsströme vom Strom bei

Tabelle VII.

Prozentische Abweichung der Ionisationsströme vom Strom bei 760 mm Hg Druck in Abhängigkeit von Druck und Spannung bei den Stromnormalen N_1, N_2, N_3.

Volt	503	700	700	900	1100	1100	1100	1300	1500	1700	1900	2200	Mittel für 1100—2200 Volt
Druck in mm	N_2	N_3	N_2	N_2	N_2	N_1	N_3	N_3	N_2	N_2	N_3	N_1	
560	— 0,81	— 0,64	— 0,74	— 0,80	— 0,69	— 1,20	— 1,10	— 0,94	— 1,50	— 1,40	— 1,35	— 1,80	— 1,25
610	0	— 0,64	— 0,35	— 0,53	0	— 0,50	— 0,27	— 0,28	— 0,70	— 0,84	— 0,81	— 0,57	— 0,50
660	+ 0,54	+ 0,21	— 0,21	0	0	0	— 0,27	0	0	(— 0,71)	— 0,29	— 0,22	— 0,19
710	+ 0,54	+ 0,43	0	0	+ 0,10	+ 0,17	0	0	0	0	+ 0,17	0	+ 0,05
760	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
810	— 0,27	0	0	0	+ 0,10	0	— 0,02	+ 0,13	0	0	0	+ 0,12	+ 0,04
860	— 0,54	— 0,21	0	— 0,13	0	+ 0,17	0	— 0,15	0	— 0,15	+ 0,17	+ 0,22	+ 0,03
910	— 1,30	— 0,86	— 0,48	— 0,13	0	0	0	+ 0,25	0	— 0,37	0	0	— 0,01
960	— 1,50	— 1,70	— 0,89	— 0,16	— 0,41	+ 0,17	— 0,02	— 0,15	0	— 0	0	+ 0,12	— 0,04

1 Atm. in Abhängigkeit von Druck und Spannung bei den Stromnormalen N_1, N_2 und N_3 zeigt Tabelle VII. Der Befund der Tabellen II und III wird hier bestätigt. Die Werte der Einzelspalten sind immerhin noch mit Beobachtungsfehlern von einigen Promill behaftet. Deshalb wurde in der letzten Spalte noch einmal das Mittel aus den letzten acht Spalten (1100 bis 2200 Volt) gebildet. Abgesehen von dem Werte für 660 mm *Hg*, der durch den Ausreißer bei 1700 Volt zu groß ausfällt, ergibt sich, daß zwischen 660 und 860 mm Druck oberhalb 1100 Volt der Stromwert innerhalb $\pm {}^1/_2$ Promill unabhängig von der Luftdichte ist; und bis herunter zu 700 Volt gilt dasselbe innerhalb etwa $\pm$ 2 Promill.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Die hier beschriebenen Uranoxyd-Stromnormale (Fig. 6 und 7) sind zwischen 660 und 860 mm *Hg* Druck oberhalb 700 Volt auf $\pm$ 2 Promill und oberhalb 1100 Volt auf $\pm {}^1/_2$ Promill unabhängig von der Luftdichte; oberhalb 1800 Volt ist ihr Stromwert unabhängig von der Spannung; bis herab zu 800 Volt besteht eine leicht genau anzugebende Spannungsabhängigkeit bis zu -1 Proz. des Normalstromes.

V. Stromnormal für $i \sim p$ (Fall 2).

Aus Fig. 4 folgt, daß die Beziehung zwischen Strom und Druck einer Geraden um so näher kommt und daher um so bessere Proportionalität zwischen Strom und Druck zu erwarten ist, je näher die Metallplatten mit den Uranoxydaufstrichen einander stehen. Aus praktischen Gründen darf man aber kaum unter 1,5 mm Abstand heruntergehen; denn erstens wird sonst, da dann nur ein kleiner Bruchteil der Alphabahnen zur Trägerbildung ausgenutzt wird, der Strom zu klein; zweitens besteht bei höheren Spannungen die Gefahr eines Funkenüberschlages, und drittens werden für noch kleinere Abstände die Unsicherheiten durch Isolationsfehler zu groß, für die man im allgemeinen keine Kontrolle hat. Da durch den Uranoxydaufstrich die Oberflächen rauh sind, so ist die Gefahr des Funkenüberschlages und des Hängenbleibens feinster, die Isolation störender Fädchen besonders groß.

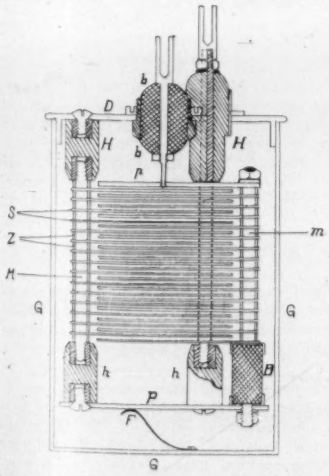


Fig. 8. Konstruktionszeichnung zu dem Normal N_4.

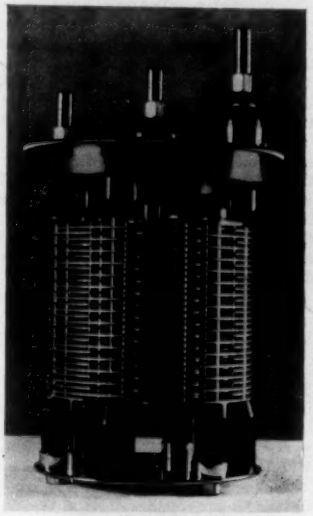


Fig. 9. Innenansicht des Normals N_4.

Es wurde dementsprechend ein Stromnormal gebaut, dessen Konstruktion Fig. 8 und dessen Innenansicht Fig. 9 gibt. Auf ein Messinggehäuse G paßt ein Deckel D. Er trägt drei symmetrisch angeordnete Hartgummiisolatoren H, deren einer als Durchführung für die Spannung ausgebildet ist. In diese sind Messingstäbe M eingesetzt; deren unteres Ende mündet wieder in je einem Hartgummiisolator h, und diese werden von der Messingplatte P zusammengehalten. Wird der Deckel eingesetzt, so verbindet die

Feder F das P von selbst mit dem Gehäuse G. Die drei Messingstangen M tragen 15 kreisrunde, 1 mm dicke Aluminiumscheiben S, die durch zylindrische Zwischenstücke Z in gleichen Abständen von 4 mm gehalten werden. Auf der Platte P sitzen, symmetrisch zu den Hartgummiisolatoren H, drei Bernsteinstücke B. In ihre oberen Enden sind drei Messingstangen m eingesetzt, die an ihrem oberen Ende durch die Messingplatte p zusammengehalten werden, und, genau in der Mitte zwischen den Aluminiumscheiben S, 15 genau ebensolche tragen. Der Abstand von Scheibe zu Scheibe beträgt somit 1,5 mm. Eine Bernsteindurchführung b vermittelt die Verbindung des Elektrometers mit der

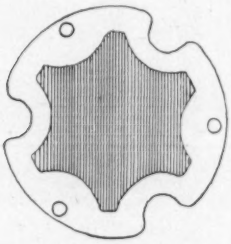


Fig. 10. Die Uranoxydfläche auf einer der Scheiben von N_4.

Platte p und den 15 bernsteinisolierten Scheiben. Alle Scheiben sind an ihren einander gegenüberliegenden Seiten mit Uranoxyd bestrichen. Der Abstand des Aufstrichs vom Rande betrug überall 1 cm und hatte wegen der Durchführungen die in Fig. 10 skizzierte schraffierte Flächenform. Die widerstandsfähige Konstruktion des Normals gewährleistet Unveränderlichkeit der Abstände der Platten, ermöglicht leichtes Herausnehmen derselben und wahrt das Schutzringprinzip. Die Einzelmaße für N_4 gibt Tabelle VIII.

Tabelle VIII.

Maße des Stromnormals N_4.

Lichte Höhe des Zylinders G	159 mm
Innendurchmesser des Zylinders G	105 mm
Durchmesser der Messingplatte P	100 mm
Dicke der Messingplatte P	2 mm
Durchmesser der Messingplatte p	90 mm
Dicke der Messingplatte p	2 mm
Durchmesser der Aluminiumscheiben S	90 mm
Dicke der Aluminiumscheiben S	1 mm
Länge der Zwischenstücke Z	4 mm
Lichter Plattenabstand	1,5 mm
Dicke der Messingstäbe M bzw. m	6 mm

Daß von etwa 160 Volt ab Sättigung auf 2 Promill für Atmosphärendruck besteht, zeigt Tabelle IX. Bei Spannungen über 700 Volt treten Isolationsschwierigkeiten auf.

Tabelle IX.

Sättigung des Stromnormals N_4 bei Atmosphärendruck.

Volt ~	Strom ~	Δ in Promill gegen 2745
56	2695	— 18,2
108	2720	— 9,1
159	2740	— 1,8
210	2740	— 1,8
356	2745	0
503	2745	0

Die Abhängigkeit von i/p vom Druck zeigt Tabelle X für verschiedene Spannungen. Die Forderung, daß das Verhältnis von Strom zu Druck eine Konstante sei, ist noch nicht ganz erfüllt: bei Zunahme des Druckes von 660 mm auf 860 mm sinkt i/p um etwa 1,7–2,4 Proz. Ob der Gang bei mittleren Spannungen in der Tat größer ist als bei niedrigen und hohen, sei dahingestellt. Bilden wir also das Mittel von Δ für dieselben Drucke aus den waagerechten Zeilen von Tabelle X, so folgt: ist i_N der Normalstrom bei 760 mm Hg und + 20° C, so ist der Strom i_g bei der um Δ Proz. größeren Luftdichte:

$$i_g = i_N \cdot \left(1 - \frac{\Delta}{1315}\right).$$

Tabelle X.

Prozentische Abweichungen des i/p von dem Werte bei 760 mm Hg Druck in Abhängigkeit von Druck und Spannung beim Stromnormal N_4.

Druck in mm Hg	Δ in Proz. gegen i/p bei 760 mm Hg			
	108 Volt	356 Volt	503 Volt	693 Volt
560	+ 1,64	+ 2,50	+ 2,30	+ 1,72
610	+ 1,27	+ 1,83	+ 1,73	+ 1,29
660	+ 0,83	+ 1,25	+ 1,15	+ 0,85
710	+ 0,41	+ 0,62	+ 0,58	+ 0,44
760	0	0	0	0
810	— 0,39	— 0,62	— 0,57	— 0,41
860	— 0,85	— 1,20	— 1,15	— 0,85
910	— 1,30	— 1,83	— 1,73	— 1,23
960	— 1,71	— 2,40	— 2,32	— 1,67

Vergleichen wir dieses Ergebnis mit den Messungen der Druckabhängigkeit von Beta- und Gamma-Strahlpräparaten, die Habs und Küstner (4) an Eichstandgeräten durchführten. Rechnen wir ihre Beobachtungen zwischen 464 und 1037 mm Hg auf das Intervall von 660 bis

860 mm um, so folgt sowohl bei Beta- wie auch Gammastrahlern als Mittel für i/p am großen Eichstandgerät 1,4 oder $\pm$ 0,7 Proz. und am kleinen Eichstandgerät 3,0 oder $\pm$ 1,5 Proz. Dabei ändert sich i/p mit p im gleichen Sinn wie

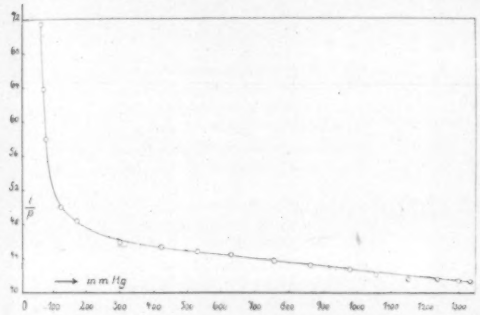


Fig. 11. Hyperbelähnlicher Verlauf des Verhältnisses von Strom und Druck in Abhängigkeit vom Druck bei N_4.

bei N_4. Das hier besprochene Uranoxyd-Stromnormal liegt also mit seiner Druckabhängigkeit von $\pm$ 0,9 bis $\pm$ 1,2 Proz. gerade zwischen den großen und kleinen Eichstandgeräten mit Beta- oder Gamma-Strahlern. Es sei aber betont, daß das hier beschriebene Uranoxyd-Stromnormal

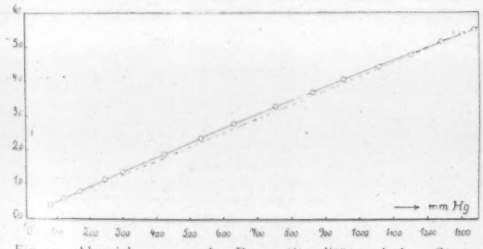


Fig. 12. Abweichung von der Proportionalität zwischen Strom und Druck bei N_4.

für die Eichstandgeräte wegen der hohen Spannungen, mit denen diese arbeiten, nicht brauchbar ist.

Steigt der Strom i linear mit dem Druck p an, gilt also

$$i = a + b \cdot p,$$

so muß i/p in Abhängigkeit von p eine Hyperbel darstellen, denn dann wird

$$\frac{i}{p} = \frac{a}{p} + b.$$

Um festzustellen, ob wir uns zwischen $p = 660$ und 860 mm auf dem gekrümmten oder gestreckten Teile der Hyperbel befinden, wurde i für einen großen Druckbereich zwischen 60 und 1365 mm *Hg* gemessen. Wie Fig. 11 zeigt, besitzt i/p in Abhängigkeit von p tatsächlich einen hyperbelähnlichen Verlauf, und zwischen 660 bis 860 mm *Hg* befinden wir uns schon recht weit vom Scheitel der Hyperbel entfernt. Da indessen i in Abhängigkeit von p, wie Fig. 12 lehrt, immer noch eine leichte Krümmung aufweist, läßt sich i/p nicht exakt als Hyperbel darstellen.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Der Strom i des hier beschriebenen Uranoxyd-Stromnormals N_4 ist zwischen 660 und 860 mm *Hg* Druck und im Spannungsbereich von 110 bis 700 Volt auf etwa $\pm$ 1,3 Proz. der Luftdichte proportional. Dieser Gang läßt sich quantitativ in Rechnung setzen.

Wenn es demnach möglich ist, bei kleinen Abständen der mit Uranoxyd bedeckten Flächen von 1,5 mm Alpha-Strahl-Stromnormale herzustellen, bei denen das i dem p etwa mit derselben Annäherung proportional ist wie bei Verwendung von Beta- und Gamma-Strahlern, so ist doch folgendes zu bedenken. Erstens ist es bei einem solchen Uranoxydnormal nicht möglich, das radioaktive Präparat von seinem Ionisierungsraum zu trennen; man bleibt daher im Ungewissen, ob der Strom in der Tat allein durch die Ionisation durch Alpha-Strahlen hervorgerufen wird oder ob er von einem durch Isolationsfehler bedingten Strom überlagert und gefälscht ist, eine Gefahr, die bei dem geringen Plattenabstand sehr groß ist, während man Beta- und Gamma-Strahler leicht aus ihrer Ionisationskammer herausnehmen und so diese schwerwiegende Fehlerquelle ausschließen kann. Und zweitens sind die Herstellungskosten für ein solches Alpha-Strahl-Stromnormal so hoch, daß seine Herstellung, bei gleichem Normalstrom, erheblich kostspieliger ist als die Verwendung einer einfachen größeren Ionisierungskammer mit einem hochwertigen Beta-Strahler. Solche Beta-Strahler sind daher sowohl wegen ihrer Zuverlässigkeit als auch wegen ihres Preises den

hier für den Fall $i \sim p$ entwickelten Alpha-Stromnormalen vorzuziehen.

Demgegenüber dürften sich die hier besprochenen Alpha-Stromnormalen, bei denen der Strom weitgehend unabhängig von der Luftdichte und Spannung ist, für mancherlei Anwendungen fruchtbar erweisen.

Zusammenfassung.

1. Um Alpha-Strahl-Stromnormale unter Verwendung von Uranoxyd zu erhalten, deren Strom entweder der Luftdichte möglichst genau proportional oder von ihr und der Spannung möglichst vollkommen unabhängig ist, werden die gegenseitigen Beziehungen dieser Größen und der räumlichen Anordnung des Uranoxyds und der elektrischen Teile untersucht.
2. Es werden Alpha-Strahl-Stromnormale angegeben, deren Normalstrom im Bereich normaler Luftdichteschwankungen auf mehr als $\pm$ 2 Promill unabhängig von der Luftdichte, und oberhalb 1800 Volt unabhängig von der Spannung ist; bis herab zu 800 Volt besteht eine fest gegebene und reproduzierbare Spannungsabhängigkeit des Normalstromes bis nur — 1 Proz. seines Sättigungswertes.
3. Es wird ein Alpha-Strahl-Stromnormal angegeben, dessen Normalstrom im Bereich normaler Luftdichte in reproduzierbarer und eindeutiger Weise innerhalb etwa $\pm$ 1,2 Proz. der Luftdichte proportional ist und oberhalb etwa 160 Volt auf 2 Promill gesättigt ist.

Die Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Küstner durchgeführt, dem ich für seine Förderung derselben herzlichst danke.

Literaturverzeichnis.

1. H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Physik **4**, 3, 1924.
2. H. Behnken, Strahlenther. **26**, 79, 1927.
3. H. Behnken und L. Graf, Physik. Zeitschr. **35**, 317, 1934.
4. H. Habs und H. Küstner, Strahlenther. **34**, 823, 1929.

Göttingen, Laboratorium für Medizinische Physik an der Universität.

(Eingegangen 12. Mai 1937.)

Zwei Anwendungen der Sommerfeldschen Methode der verzweigten Potentiale.

Von Ludwig Waldmann.

Einleitung

Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Randwertaufgabe des Kreisplattenkondensators. Eine exakte Lösung hierfür wurde bisher nicht gefunden. Wegen der großen praktischen Bedeutung der Frage wurden aber schon frühzeitig Näherungsverfahren entwickelt für den Fall kleinen Plattenabstands[1]. Wir wollen uns mit dem entgegengesetzten Grenzfall hinreichend großen Plattenabstands beschäftigen, der sich auf Grund einer Arbeit von Sommerfeld[2] sehr einfach behandeln läßt. Dies geschieht in zwei Schritten. Zunächst werden wir, ausgehend von einem Ergebnis der Sommerfeldschen Arbeit (§ 1), das exakte Potential einer durch eine punktförmige Ladung influenzierten Scheibe finden (§ 2) und von da aus den Übergang zu dem uns interessierenden Fall vollziehen (§ 3).

Im zweiten Teil wird das Ergebnis von § 2 benutzt, um den Potentialverlauf eines aus einer scheibenförmigen Kathode und zwei dünnen Drahtringen bestehenden elektronenoptischen Immersionsobjektivs zu berechnen. § 4 bringt den Potentialverlauf auf der Achse. In § 5 wird schließlich noch die Berechnung der Spannungen an der Oberfläche der Ringe erläutert.

I. Teil.

Der Kreisplattenkondensator.

§ 1. Die Greensche Funktion der Halbebene.

Aus der zitierten Arbeit von Sommerfeld kennt man das Potential der von einer Punktladung influenzierten leitenden Halbebene. Der Grundgedanke dieser Arbeit ist derselbe wie in der Sommerfeldschen Beugungstheorie:

Analog zu der aus der ebenen Funktionentheorie geläufigen Idee der Riemannschen Fläche kann man sich die Vorstellung des „verzweigten" Raums bilden. Man hat sich in dem einfachsten Fall des Doppelraums mit gerader Verzweigungslinie jeden Punkt des gewöhnlichen Raums doppelt zu denken, so daß zwei Raumexemplare vorliegen; diese sollen so miteinander zusammenhängen, daß man durch Fortschreiten längs einer im gewöhnlichen Raum geschlossenen

1) Z. B. G. Kirchhoff, Gesammelte Abhandlungen. S. 101. Leipzig 1882.

2) A. Sommerfeld, Über verzweigte Potentiale im Raum. Proc. Lond. Math. Soc. XXVIII 1896, Nr. 599—601.

Kurve zum gleichen Punkt zurückkommt, falls diese Kurve die Verzweigungsgerade nicht umfaßt, daß man aber zu einem Punkt im andern Raumexemplar gelangt, wenn die Gerade umfahren wurde. Nun kann man sich die Frage stellen nach der Greenschen Funktion dieses zweifach verzweigten Raums, d. h. nach dem Analogon zu dem gewöhnlichen Newtonschen Potential $\frac{1}{R}$. Diese Aufgabe ist einfacher als die Bestimmung der von uns gesuchten Greenschen Funktion der Halbebene, da der Definitionsbereich jener Funktion nun nicht mehr durch einen Rand zerschnitten ist. Tatsächlich läßt sie sich, ausgehend von einer komplexen Integraldarstellung des Newtonschen Potentials, ebenfalls in Form eines komplexen Integrals darstellen, das in dem uns interessierenden Sonderfall sogar elementar ausgewertet werden kann. Indem man dann noch die Spiegelungsmethode auf dieses Potential anwendet, gelangt man zu der Greenschen Funktion der Halbebene: man kann die Grenzbedingungen erfüllen und gleichzeitig erreichen, daß die im Spiegelpunkt auftretende Singularität im zweiten Raumexemplar liegt, das für die physikalische Deutung ausscheidet.

Zur Wiedergabe des Resultats denken wir uns Zylinderkoordinaten r, φ, z eingeführt mit der Begrenzung der Halbebene als Achse; $\varphi = 0$ sei die Gleichung der Halbebene. Die Koordinaten des Aufpunkts P nennen wir r, φ, z, die des Quellpunkts Q r', φ', z'. Dessen Spiegelpunkt Q^* an der Halbebene liegt dann bei $r', -\varphi', z'$.

Die Abstände PQ, PQ^* bezeichnen wir mit R, R^*:

$$\left.\begin{aligned} R^2 &= r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\varphi - \varphi') + (z - z')^2 \\ R^{*2} &= r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\varphi + \varphi') + (z - z')^2 \end{aligned}\right| \quad (1)$$

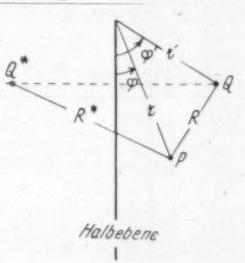


Fig. 1. (Zeichenebene: $z = 0$.) Koordinaten bezüglich der Halbebene.

Schließlich führen wir noch die Abkürzungen ein:

$$\sigma = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{(r + r')^2 + (z - z')^2}{rr'}}, \quad (2)$$

$$\tau = \cos\frac{\varphi - \varphi'}{2}; \qquad \tau^* = \cos\frac{\varphi + \varphi'}{2}. \quad (3)$$

Dann ist die Potentialfunktion, die in Q wie $\frac{1}{R}$ unendlich wird und die auf der Halbebene und für $r = \infty$ verschwindet, also die Greensche Funktion der Halbebene, gegeben durch

$$G_H(P, Q) = \frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{R}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\sigma + \tau}{\sigma - \tau}} - \frac{1}{R^*}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\sigma + \tau^*}{\sigma - \tau^*}}\right). \quad (4)$$

Die Wurzeln sind dabei positiv zu nehmen, die arctg positiv und kleiner als $\frac{\pi}{2}$.

§ 2. Die Greensche Funktion der Kreisscheibe.

Von Gleichung (4) aus gelangt man zur Greenschen Funktion der Kreisscheibe mittels einer Transformation durch reziproke Radien.

Deren Grundlage bildet bekanntlich der folgende Satz. Es sei ein Potential $U = U(\varrho\vartheta\chi)$ in Polarkoordinaten gegeben und die Kugel $\varrho = \text{const} = 2a$. Dann stellt auch

$$U_1(\varrho_1, \vartheta, \chi) = \frac{2a}{\varrho_1} U\left(\frac{4a^2}{\varrho_1}, \vartheta, \chi\right)$$

ein Potential dar, d. h. es ist $\Delta_1 U_1 = 0$. Anders ausgedrückt heißt dies: Man erhält, indem man den Funktionswert im Punkt $P = (\varrho, \vartheta, \chi)$ in dessen Spiegelpunkt

$$P_1 = (\varrho_1, \vartheta, \chi) = \left(\frac{4a^2}{\varrho}, \vartheta, \chi\right)$$

überträgt und noch mit $\frac{2a}{\varrho_1}$ multipliziert, wieder eine Potentialfunktion.

Verschwindet U in gewissen Punkten, so verschwindet U_1 in deren Bildpunkten. Nun wird nach Fig. 2 durch Spiegelung an der Kugel vom Radius $2a$ und dem Mittelpunkt $r = 2a$, $\varphi = \pi$, $z = 0$ die Halbebene $\varphi = 0$ in die Kreisscheibe vom Radius a und dem Mittelpunkt $r = a$, $\varphi = \pi$, $z = 0$ abgebildet.

Durch „Spiegelung" des Potentials G_H aus Gleichung (4) an dieser Kugel werden wir also die Greensche Funktion G_{Sch} der Kreisscheibe erhalten.

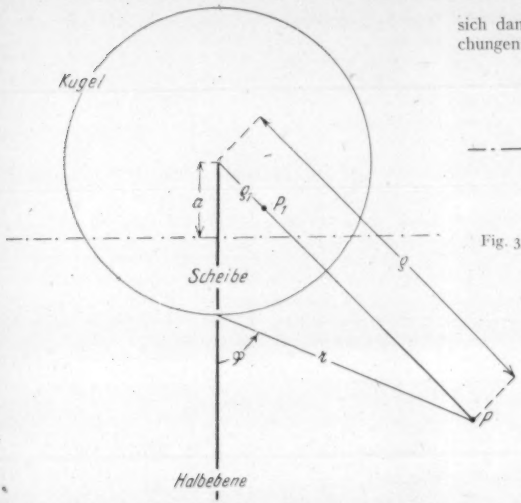


Fig. 2. (Zeichenebene: $z = 0$.) Übergang von der Halbebene zur Scheibe durch Spiegelung an der Kugel.

Die Punkte P und Q, und daher auch die Spiegelpunkte P_1 und Q_1, mögen in der Ebene $z = 0$ liegen, wie es in der Fig. 2 angenommen ist. Dann können wir ebene, rechtwinklige Koordinaten für die gespiegelten Punkte einführen und die in Gleichung (4) vorkommenden Größen durch diese neuen Koordinaten ausdrücken. Wir bezeichnen sie mit x, y bzw. x', y' für P_1 bzw. Q_1. x soll den Abstand des Punkts P_1 von der Scheibe, y den von der Scheibenachse bedeuten:

Die Tatsache, daß P_1 aus P durch Spiegelung an der bezeichneten Kugel hervorgeht, drückt sich dann nach Fig. 2 und 3 durch die Gleichungen aus:

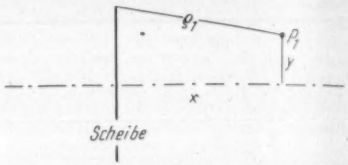


Fig. 3. Koordinaten bezüglich der Scheibe.

$$\frac{r\cos\varphi + 2a}{a - y} = \frac{r\sin\varphi}{x} = \frac{\varrho}{\varrho_1} = \frac{4a^2}{\varrho_1^2}$$

oder

$$r\cos\varphi + 2a = \frac{4a^2(a-y)}{x^2 + (a-y)^2}$$

$$r\sin\varphi = \frac{4a^2 x}{x^2 + (a-y)^2}.$$

Daraus folgt

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi &= \frac{2ax}{\sqrt{4a^2x^2 + (a^2 - x^2 - y^2)^2}} \\ \cos\varphi &= \frac{a^2 - x^2 - y^2}{\sqrt{4a^2x^2 + (a^2 - x^2 - y^2)^2}} \\ r &= 2a\sqrt{\frac{x^2 + (a+y)^2}{x^2 + (a-y)^2}} \end{aligned}\right| \quad (5a)$$

und entsprechende Gleichungen für den Quellpunkt:

$$\sin\varphi' = \frac{2ax'}{\sqrt{4a^2x'^2 + (a^2 - x'^2 - y'^2)^2}} \quad (5b)$$

usw.

Die Wurzeln sind alle positiv zu nehmen.

Für σ ergibt sich nun aus Gleichung (2) wegen $z = z' = 0$:

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{r + r'}{\sqrt{rr'}} = \frac{\sqrt{[x^2 + (a+y)^2][x'^2 + (a-y')^2]} + \sqrt{[x^2 + (a-y)^2][x'^2 + (a+y')^2]}}{2\sqrt{[x^2 + (a+y)^2][x^2 + (a-y)^2][x'^2 + (a+y')^2][x'^2 + (a-y')^2]}}. \quad (6)$$

Ebenso können die Größen

$$\tau = \cos\frac{\varphi - \varphi'}{2}; \qquad \tau^* = \cos\frac{\varphi + \varphi'}{2} \quad (7)$$

aus Gleichung (5a, b) als Funktionen von x, y; x', y' berechnet werden. Es lohnt sich jedoch nicht, die Ausdrücke in diesen Koordinaten anzuschreiben; die numerische Berechnung wird ohnehin an die obige Darstellung durch trigonometrische Funktionen anknüpfen. Endlich bemerken wir noch, daß sich, wegen $z = z' = 0$, aus Gleichung (1) bis (3) durch kurze Rechnung ergibt

$$\left.\begin{aligned} R &= 2\sqrt{rr'}\sqrt{\sigma^2 - \tau^2}, \\ R^* &= 2\sqrt{rr'}\sqrt{\sigma^2 - \tau^{*2}}. \end{aligned}\right| \quad (8)$$

Nach dieser Vorbereitung schreiben wir uns das aus Gleichung (4) durch Spiegelung an unserer Kugel entstehende Potential auf. Es lautet wegen $\varrho_1 = \sqrt{x^2 + (a-y)^2}$ (s. Fig. 3) folgendermaßen:

$$G_{\text{Sch}}^{(P_1, Q_1)} = \frac{2a}{\varrho_1} \cdot G_{II}^{(P,Q)} = N \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2}} \left(\frac{1}{R} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\sigma + \tau}{\sigma - \tau}} - \frac{1}{R^*} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\sigma + \tau^*}{\sigma - \tau^*}} \right). \quad (9)$$

σ, τ, τ^*, R und R^* hat man sich gemäß Gleichung (5) bis (8) durch $x, y; x', y'$ ersetzt zu denken.

Da G_{Sch} Greensche Funktion sein soll, ist der von x, y unabhängige Faktor N so zu bestimmen, daß G_{Sch} für $x, y \to x', y'$ wie

$$\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}} = \frac{1}{R_1}$$

unendlich wird. Falls $P_1 \to Q_1$ geht, geht auch $P \to Q$, d. h. $r \to r', \varphi \to \varphi'$. Folglich wird in der Grenze

$$\sigma = 1\,; \quad \tau = 1\,; \quad \tau^* = \cos\varphi'$$

und daher

$$G_{Sch} \approx \frac{N}{\sqrt{x'^2+(a-y')^2}} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\pi}{2} + \text{const}\,. \qquad (9a)$$

Es ist nun noch zu untersuchen, wie R und $R_1 = \sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}$ zusammenhängen. Dabei können wir uns die Konformität der Abbildung durch reziproke Radien zunutze machen. Aus

$$\varrho = \frac{4a^2}{\varrho_1} \quad \text{(s. Fig. 2)}$$

folgt als lokales Abbildungsverhältnis

$$\left|\frac{d\varrho}{d\varrho_1}\right| = \frac{4a^2}{\varrho_1^2}.$$

Wegen der Konformität gilt also für kleines R und R_1

$$\frac{R}{R_1} = \frac{4a^2}{x'^2+(a-y')^2}.$$

Dies in Gleichung (9a) eingetragen, ergibt

$$G_{Sch} \approx N \cdot \frac{\pi\sqrt{x'^2+(a-y')^2}}{8a^2} \cdot \frac{1}{R_1}.$$

Also ist

$$N = \frac{8a^2}{\pi\sqrt{x'^2+(a-y')^2}}. \qquad (10)$$

Dies tragen wir unter Verwendung von Gleichung (5) und (8) in Gleichung (9) ein und erhalten als endgültigen Wert für die Greensche Funktion der Kreisscheibe

$$G_{Sch}^{(P_1,Q_1)} = \frac{2a}{\pi} \frac{1}{\sqrt[4]{[x'^2+(a+y')^2][x'^2+(a-y')^2][x^2+(a+y)^2][x^2+(a-y)^2]}} \left| \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma^2-\tau^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\sigma+\tau}{\sigma-\tau}} - \frac{1}{\sqrt{\sigma^2-\tau^{*2}}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\sigma+\tau^*}{\sigma-\tau^*}} \right). \right. \qquad (11)$$

Auf- und Quellpunkt liegen dabei in einer Ebene durch die Achse; wegen der Wurzeln und der arctg sei nochmals auf den Schluß von § 1 verwiesen.

Im Hinblick auf die Anwendung auf den Kreisplattenkondensator wollen wir Gleichung (11) noch gesondert untersuchen in dem Fall, daß P_1 und Q_1 auf der Achse der Scheibe liegen. Wegen $y = y' = 0$ ergibt sich dann aus Gleichung (6)

$$\sigma = 1,$$

aus Gleichung (5)

$$\sin\varphi = \frac{2ax}{a^2+x^2}\,; \qquad \cos\varphi = \frac{a^2-x^2}{a^2+x^2}$$

oder

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{x}{a} \quad \text{und analog} \quad \operatorname{tg}\frac{\varphi'}{2} = \frac{x'}{a}. \qquad (12)$$

Daraus folgt

$$\sqrt{1-\tau^2} = \left|\sin\frac{\varphi-\varphi'}{2}\right| = \frac{a|x'-x|}{\sqrt{(a^2+x^2)(a^2+x'^2)}},$$

$$\sqrt{1-\tau^{*2}} = \left|\sin\frac{\varphi+\varphi'}{2}\right| = \frac{a|x'+x|}{\sqrt{(a^2+x^2)(a^2+x'^2)}}.$$

Benutzt man noch

$$\sqrt{\frac{1+\tau}{1-\tau}} = \operatorname{ctg}\left|\frac{\varphi-\varphi'}{4}\right|;$$

$$\sqrt{\frac{1+\tau^*}{1-\tau^*}} = \operatorname{ctg}\left|\frac{\varphi+\varphi'}{4}\right|,$$

trägt die Ausdrücke in Gleichung (11) ein und ersetzt nachträglich φ, φ' gemäß Gleichung (12) durch x, x', so erhält man für die Greensche Funktion der Scheibe, wenn Auf- und Quellpunkt auf der Achse liegen:

$$G_{Sch} = \frac{1}{|x-x'|}\left(1 - \frac{1}{\pi}\left|\operatorname{arctg}\frac{a}{x} - \operatorname{arctg}\frac{a}{x'}\right|\right) - \frac{1}{|x+x'|}\frac{1}{\pi}\left|\operatorname{arctg}\frac{a}{x} + \operatorname{arctg}\frac{a}{x'}\right|. \qquad (13)$$

§ 3. Das Feld auf der Achse des Kreisplattenkondensators.

A. Wir wollen näherungsweise das Potential zweier entgegengesetzt gleich geladener Scheiben in großem Abstand ($d \gg a$) berechnen, Fig. 4. Es ist zu vermuten – und wir werden diese Vermutung alsbald präzisieren –, daß sich an dem Potential in der linken Hälfte des Kondensators wegen $d \gg a$ nur wenig ändert, wenn die rechte Scheibe durch eine gleichstarke Punktladung ersetzt wird, Fig. 5. Wir müssen also zunächst von der Greenschen Funktion Gleichung (13) übergehen zum Potential der mit der Ladung -1 versehenen, vom Einheitspol influenzierten Scheibe.

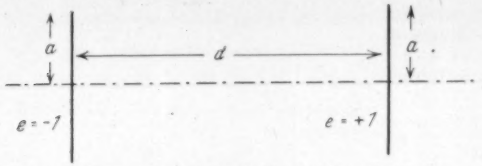


Fig. 4. Schnitt durch den Kondensator.

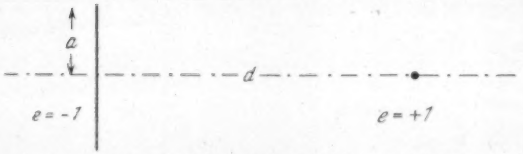


Fig. 5. Ersatz einer Kondensatorplatte durch eine Punktladung.

Um zu erkennen, welche Ladung die Scheibe trägt, wenn das Greensche Potential verwirklicht ist, untersuchen wir das Verhalten von G_{Sch} in großem Abstand $x \gg d, a$. (Für x' in Gleichung (13) schreiben wir jetzt naturgemäß d.) Es wird

$$G_{\mathrm{Sch}} \approx \frac{1}{x-d} - \left(\frac{2}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{a}{d}\right)\cdot\frac{1}{x}.$$

Der erste Term ist die Wirkung des Pols, der zweite Term also die Wirkung der Scheibe für $x \to \infty$. Daraus folgt, daß die Scheibe die Gesamtladung

$$-\frac{2}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{a}{d} \tag{14}$$

trägt.

Wollen wir nun das Potential der mit -1 geladenen influenzierten Scheibe kennen, so haben wir das Potential U_{Sch} einer geeignet geladenen, nicht influenzierten Scheibe zu überlagern. Auch zu dessen Berechnung kann uns Gleichung (13) dienen. Es sei U_0 ein konstanter, auf der Scheibe vorgeschriebener Potentialwert. Dann ist nach dem Greenschen Satz

$$U_{\mathrm{Sch}} = U_0 \int \frac{\partial G_{\mathrm{Sch}}}{\partial n}\,\frac{d\sigma}{4\pi},$$

wobei das Integral über die beiden Seiten der Scheibe zu erstrecken ist. (Für $x = \infty$ soll $U = 0$ sein.) Den Wert des Integrals kennen wir schon: es bedeutet die negative Ladung der Scheibe, wenn das Potential G_{Sch} verwirklicht ist, und ist also gegeben durch Gleichung (14). Man erhält so [d in Gleichung (14) ist jetzt durch x zu ersetzen]:

$$U_{\mathrm{Sch}} = U_0 \cdot \frac{2}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{a}{x}. \tag{15}$$

Dieses Resultat ist bekanntlich auch durch andere Methoden (Grenzfall eines Rotationsellipsoids) zu gewinnen. Durch geeignete Überlagerung von Gleichung (13) und (15) erhalten wir in dem Fall, daß Punkt und Scheibe entgegengesetzt gleiche Einheitsladung tragen, als Potential

$$V = G_{\mathrm{Sch}} - \frac{2}{\pi a}\operatorname{arctg}\frac{d}{a}\cdot\operatorname{arctg}\frac{a}{x}. \tag{16}$$

B. Nun können wir uns der Anwendung auf den Kondensator zuwenden. Wir wollen zunächst die oben ausgesprochene Vermutung beweisen, daß der Kondensator im linken Teil durch die Anordnung der Fig. 5 ersetzt werden darf. Wegen der Voraussetzung $d \gg a$ können wir für Punkte $x \gg a$ die arctg in Gleichung (16) entwickeln. Man erhält (wenn $x < d$, können die Absolutstriche weggelassen werden)

$$V = \frac{1}{d-x} - \frac{1}{x}\left(1 - \frac{1}{3}\left(\frac{a}{x}\right)^2 + \cdots\right). \tag{17}$$

Dies bedeutet, daß unter der Voraussetzung $d \gg a$ für $x \gg a$ der Beitrag der Scheibe sich von dem Potential $\frac{1}{x}$ einer Einheitsladung im Punkte $x = 0$ nur um Glieder zweiter Ordnung unterscheidet.

Darnach ist klar, wie man zu einer Näherungslösung für den Plattenkondensator gelangt: Für $0 < x < \frac{d}{2}$ benutzt man Gleichung (16), für $\frac{d}{2} < x < d$ erhält man dann die Potentialwerte auf Grund der Symmetrie der Anordnung. Man begeht dadurch einen maximalen Fehler vom Betrage des Gliedes zweiter Ordnung in Gleichung (17), genommen für $x = d/2$, also von der Größenordnung $\frac{8}{3d}\cdot\frac{a^2}{d^2}$. Verlegt man den Koordinatenanfangspunkt in die Mitte und setzt $x - d/2 = \xi$, so lautet die gesuchte Funktion für $|\xi| < d/2$ definitiv:

$$\Phi = \pm\frac{1}{\frac{d}{2}+|\xi|}\left[1 - \frac{1}{\pi}\left(\operatorname{arctg}\frac{a}{\frac{d}{2}-|\xi|} - \operatorname{arctg}\frac{a}{d}\right)\right] \mp \frac{1}{3d}\cdot\frac{1}{\frac{d}{2}-|\xi|}\cdot\frac{1}{\pi}\left[\operatorname{arctg}\frac{a}{\frac{d}{2}-|\xi|} + \operatorname{arctg}\frac{a}{d}\right] \mp \frac{2}{\pi a}\operatorname{arctg}\frac{d}{a}\cdot\operatorname{arctg}\frac{a}{\frac{d}{2}-|\xi|}. \tag{18}$$

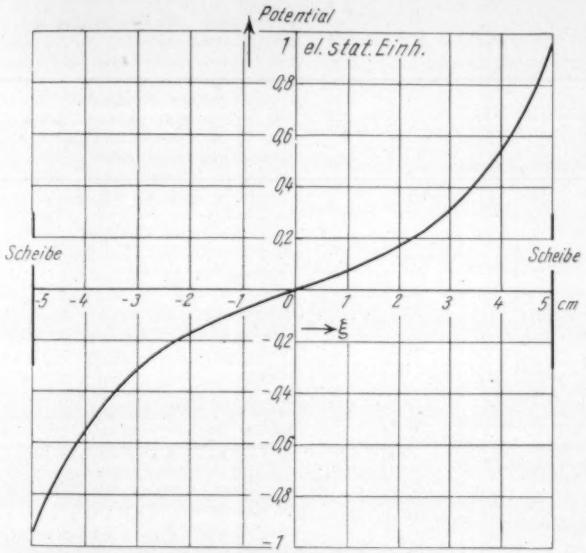


Fig. 6. Axialer Potentialverlauf des Kreisplattenkondensators[1]).

Das $\pm$-Zeichen gilt dabei, je nachdem ob $\xi \lesseqgtr 0$. Da $\Phi(\xi = 0) \neq 0$ wegen des Korrektionsglieds zweiter Ordnung in Gleichung (17), ist Φ im Nullpunkt unstetig. Es wurde darauf verzichtet, diese belanglose Unstetigkeit zu beseitigen; in der Figur fällt sie gar nicht auf.

Aus Gleichung (18) entnimmt man, wegen

$$\Phi\left(\frac{d}{2}\right) - \Phi\left(-\frac{d}{2}\right) = \frac{2}{a}\,\mathrm{arctg}\,\frac{d}{a},$$

als Kapazität

$$C = \frac{a}{2\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{d}{a}} = \frac{a}{\pi}\left(1 + \frac{2}{\pi}\frac{a}{d} + \frac{4}{\pi^2}\frac{a^2}{d^2}\right) \cdot \quad (19)$$

Hierin sind die angeschriebenen Glieder exakt richtig. Der Fehler infolge Vernachlässigung des Korrektionsglieds in Gleichung (17) ist von der Größenordnung $\frac{a}{\pi} \cdot \frac{a^3}{d^3}$ und gibt zugleich ein Maß der Abweichung des Ausdrucks Gleichung (19) von dem wirklichen Wert.

1) Für die Figur ist $d = 10$ cm, $a = 1{,}5$ cm angenommen. Die Ladung ist, wie in Gleichung (18), $= 1$ gesetzt.

II. Teil.

Ein elektronenoptisches Immersionsobjektiv.

§ 4. Potentialverlauf auf der Achse.

Die in der Elektronenoptik für starke Vergrößerungen benutzten Immersionsobjektive sind aus Lochblenden aufgebaut und der exakten analytischen Behandlung nicht zugänglich. Dagegen ist es möglich, auf Grund der Herleitungen in Teil I eine weitgehend ähnliche Anordnung, bei der die Lochblenden durch dünne Ringe ersetzt sind, rechnerisch exakt zu behandeln.

Das Verfahren möge an einem speziellen Beispiel erläutert werden: Vor einer Scheibe vom Radius 2 mm (man könnte auch sagen: zwei Längeneinheiten, da es ja auf den Maßstab nicht ankommt) möge sich im Abstand 1 mm bzw. 3 mm je ein Ring von demselben Radius befinden (Kathoden- und Anodenring); die Anode sei rechts, in großer Entfernung.

Die Ringe denken wir uns zunächst unendlich dünn. Auf Grund von Gleichung (11) ist es dann sofort möglich, das Potential auf der Achse anzugeben, wenn nur ein Ring vorhanden ist; denn jeder Punkt des Rings liefert ja denselben Beitrag, der durch Gleichung (11) gegeben ist.

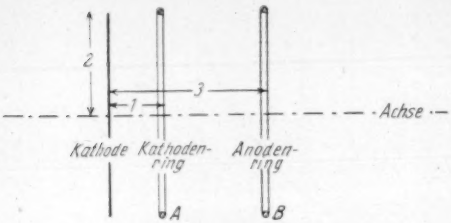


Fig. 7. Längsschnitt durch das Immersionsobjektiv.

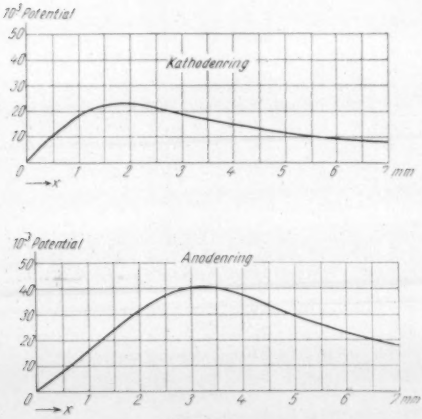


Fig. 8.

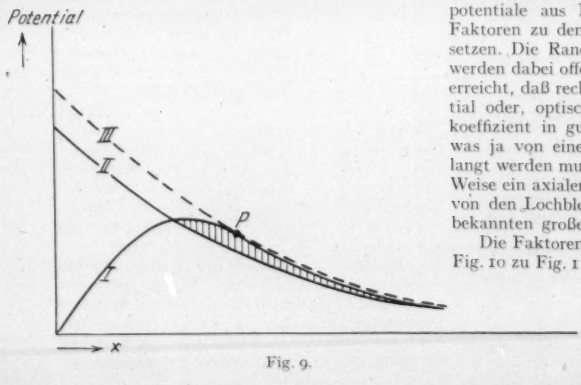


Fig. 9.

Man erhält in unserm Beispiel die nebenstehenden Kurven 8:
Die Ladung des Rings ist dabei jedesmal = 1 angenommen.

Nun denken wir uns noch in jedem Fall auf die Scheibe eine gewisse zusätzliche Ladung gebracht. Wir wählen sie so, daß das resultierende Potential, das durch Überlagerung des mit einem geeigneten Faktor versehenen Potentials Gleichung (15) entsteht, auf der der Anode zugewandten Seite des Rings möglichst konstant wird. Man wird zunächst vermuten, daß dies dann der Fall ist, wenn Ring und Scheibe entgegengesetzt gleiche Ladung tragen. Es zeigt sich aber, daß die genannte Forderung noch besser erfüllt ist, wenn man die Ladung der Scheibe etwas stärker negativ macht. Die folgende qualitative Figur 9 möge dies veranschaulichen.

I sei eines der Potentiale aus Fig. 8. *II* sei, bis auf das Vorzeichen, das Potential derjenigen zusätzlichen Scheibenladung, die das System Scheibe + Ring elektrisch neutral macht. Um das resultierende Potential zu erhalten, müssen wir *II* von *I* subtrahieren. Die schraffierte Fläche ist also ein ungefähres Maß für die Abweichung des resultierenden Potentials vom horizontalen Verlauf für größere x. Wir können diese aber offenbar noch verkleinern dadurch, daß wir von *II* durch Multiplikation mit einem Faktor zu *III* übergehen, welches *I* in einem Punkt (*P* in der Figur) berührt.

Indem wir diese Konstruktion an unseren Potentialen von Fig. 8 ausführen und noch eine additive Konstante hinzufügen, so daß die Kathode jedesmal wieder das Potential 0 hat, erhalten wir die Kurven der Fig. 10[1]:

Der Zweck des Übergangs von Fig. 8 zu Fig. 10 wird ersichtlich, wenn wir nun die beiden Teilpotentiale aus Fig. 10 linear mit geeigneten Faktoren zu dem Gesamtpotential zusammensetzen. Die Randbedingungen auf den Leitern werden dabei offenbar erfüllt. Ferner haben wir erreicht, daß rechts vom Anodenring das Potential oder, optisch gesprochen, der Brechungskoeffizient in guter Annäherung konstant ist, was ja von einem brauchbaren Objektiv verlangt werden muß. Es ergibt sich also auf diese Weise ein axialer Potentialverlauf, der mit dem von den Lochblendenobjektiven her empirisch bekannten große Ähnlichkeit besitzt.

Die Faktoren bei der Überlagerung, die von Fig. 10 zu Fig. 11 führt, wurden so gewählt, daß die beiden in der Fig. 11 eingezeichneten Pfeile etwa im

1) Die Kurven nähern sich den gestrichelten horizontalen Geraden asymptotisch.

Verhältnis 1:5 stehen und das Potential im Unendlichen = 1 ist. Erfahrungsgemäß wird dann beim Lochblendenobjektiv die Kathode im Unendlichen scharf abgebildet. Wir dürfen annehmen, daß dies auch für unser Objektiv zutrifft.

Zum Schluß schreiben wir uns noch die zum Potential von Fig. 11 gehörigen Ladungen auf, die durch die benutzten Überlagerungskoeffizienten gegeben sind. Es ist

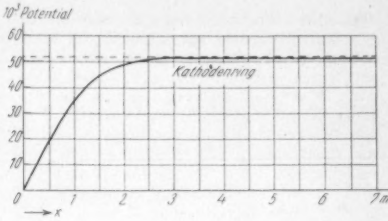
$$\left.\begin{aligned} \text{Kathodenring}: e &= -19{,}50 \\ \text{Anodenring}: e &= +15{,}22 \\ \text{Zusätzl. Scheibenladung}^1): e &= -12{,}60\,. \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

§ 5. Berechnung des Potentials der Ringe.

Für die experimentelle Verwirklichung unseres Objektivs ist es nötig, die Spannungen zu kennen, auf die man die Ringe aufladen muß, damit der axiale Potentialverlauf der Fig. 11 entsteht.

Dazu müssen wir den Ringen endlichen Querschnitt geben, dessen Radius mit ε bezeichnet werden möge. Wenn ε klein ist im Vergleich zum Halbmesser a des Rings (in unserem Fall 2 mm), so wird sich das Potential an der Ringoberfläche additiv aus zwei Anteilen zusammensetzen: A. einem festen, von ε unabhängigen, der von der Ladung des andern Rings und der Scheibe herrührt, und B. einem Anteil, der sich wie $\log \frac{a}{\varepsilon}$ verhält, wenn $\varepsilon \ll a$.

A. Wir deuten die Berechnung des ersten Anteils für den Kathodenring an. Dazu brauchen wir zunächst das Potential, das der Anodenring und die von ihm influenzierte Scheibe erzeugen am Ort des unendlich dünn gedachten Kathodenrings, also z. B. in dem Punkt A in Fig. 7. Zu dem Zweck zerlegen wir den Anodenring in kleine Teile und superponieren dann deren Wirkungen. Gleichung (11) können wir hierfür nicht mehr benutzen, denn Quell- und Aufpunkt liegen jetzt nicht in einer Ebene durch



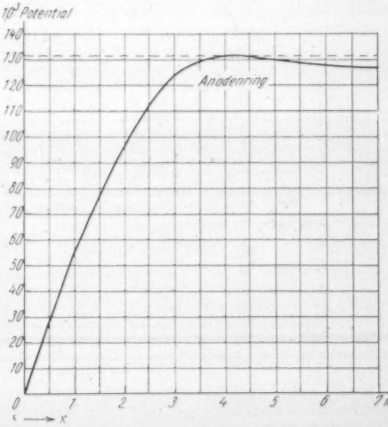


Fig. 10.

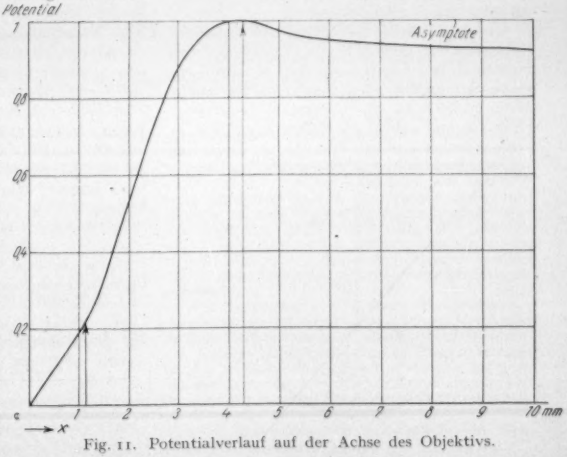


Fig. 11. Potentialverlauf auf der Achse des Objektivs.

1) Diese wurde beim Übergang von Fig. 8 zu Fig. 10 hinzugefügt. Die Gesamtladung der Scheibe schreiben wir uns nicht auf, da wir sie für das Folgende nicht zu kennen brauchen.

die Achse. Wir müssen deshalb auf die allgemeinere Formel (9) zurückgreifen. Die Rechnungen werden dadurch etwas unbequemer; am besten ermittelt man die Größen φ, φ'; r, r'; R, R^*; ϱ_1, die in Gleichung (9) vorkommen, zeichnerisch durch Spiegelung der betreffenden Punkte an der Kugel (s. Fig. 2). Als Erleichterung der Rechnung stellt sich dabei heraus, daß φ' für alle Punkte des Rings dasselbe ist. Der Faktor N in Gleichung (9) braucht nicht neu bestimmt zu werden. Man kann auf Grund der bekannten Symmetrieeigenschaft der Greenschen Funktion Auf- und Quellpunkt vertauschen. Tut man dies, so liegt der Quellpunkt — jetzt der Punkt A in Fig. 7 — in der Ebene $z = 0$, es gilt also das N aus Gleichung (10).

Die fraglichen Potentialwerte wurden für acht äquidistante Punkte des Anodenrings berechnet. Trägt man diese Werte als Funktion der Bogenlänge längs des Rings auf unter Berücksichtigung der in Gleichung (20) angegebenen Ladung, so erhält man folgendes Kurvenbild (Fig. 12):

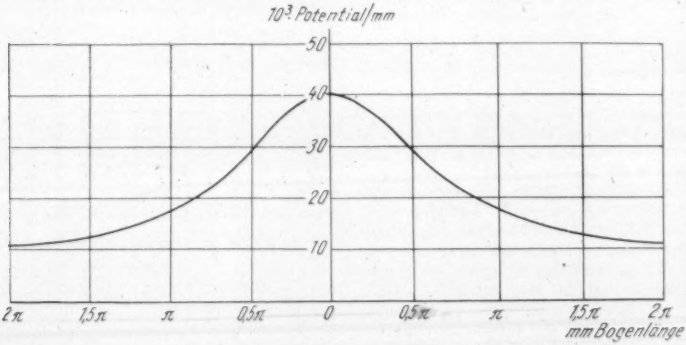


Fig. 12. (Der Punkt mit der Abszisse 0 entspricht dem tiefsten Punkt B des Anodenrings in Fig. 7).

Die Fläche dieser Kurve gibt dann die Gesamtwirkung des Anodenrings.

Um entsprechend die Wirkung der durch den Kathodenring influenzierten Scheibe in dem Punkte A von Fig. 7 zu finden, verfahren wir genau so, spalten aber dabei von der wieder durch Gleichung (9) gegebenen Greenschen Funktion das Coulombsche Potential ab (welches dann, summiert über den ganzen Ring, den logarithmischen Anteil liefern wird).

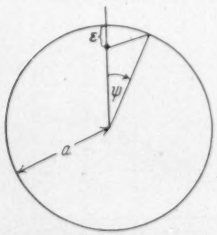


Fig. 13.

Schließlich muß auch noch die Wirkung der zusätzlichen Scheibenladung berücksichtigt werden, deren Potential ja ebenfalls in der Kurve der Fig. 11 enthalten ist. Man braucht dazu nur eine unschwierige Erweiterung der Formel (15) auf Punkte außerhalb der Achse vorzunehmen.

B. Nun bleibt noch die Berechnung des Eigenpotentials eines geladenen Rings an seiner Oberfläche. Die Ladung sei e, die Radien a und ε. Zu dem Zweck ermitteln wir das Potential U_{Kr} einer kreisförmigen Linienladung in der Entfernung ε.

Nach Fig. 13 ist

$$U_{Kr} = \frac{e}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{\sqrt{a^2 + (a-\varepsilon)^2 - 2a(a-\varepsilon)\cos\psi}} \quad (21)$$

Mit den Abkürzungen

$$2\varkappa^2 = \frac{\varepsilon^2}{2a(a-\varepsilon)} \ll 1$$

und

$$\chi = \frac{\psi}{2}$$

geht das Integral von Gleichung (21) über in

$$U_{Kr} = \frac{e}{\pi \sqrt{a(a-\varepsilon)}} \cdot \int_0^{\pi/2} \frac{d\chi}{\sqrt{\sin^2\chi + \alpha^2}} \cdot \quad (22)$$

Bei hinreichend kleinem ε kann nun ein $\chi = \chi_1$ so gewählt werden, daß

$$\sin\chi_1 = n\alpha \ll 1, \qquad \text{wo} \qquad n \gg 1.$$

Dann zerfällt das Integral von Gleichung (22) in zwei Teilintegrale

$$J \approx \int_0^{\chi_1} \frac{d\chi}{\sqrt{\chi^2 + \alpha^2}} + \int_{\chi_1}^{\pi/2} \frac{d\chi}{\sqrt{\sin^2\chi + \alpha^2}},$$

von denen das erste sofort ausgewertet werden kann, das zweite näherungsweise nach Entwicklung der Wurzel. Als Ergebnis einer kurzen Rechnung erhält man

$$U_{Kr} \approx \frac{e}{\pi a} \log \text{nat} \frac{4a}{\varepsilon} \cdot \quad (23)$$

Darin fehlen Glieder, die mit $\frac{\varepsilon}{a} \to 0$ ebenfalls gegen Null gehen.

Das Ergebnis, das man durch Zusammenfassung von A und B in unserem Beispiel mit den Ladungen Gleichung (20) für die Potentialwerte erhält, lautet:

V_{Scheibe}	$V_{\text{Kathodenring}}$	$V_{\text{Anodenring}}$	V_∞
0	$1{,}196 - 0{,}310 \cdot \ln\frac{4a}{\varepsilon}$	$0{,}236 + 0{,}242 \cdot \ln\frac{4a}{\varepsilon}$	1

oder speziell, mit $a = 2$ mm, $\varepsilon = 0{,}1$ mm

0	$-0{,}16$	1,30	1

Da es auf die Wahl der Spannungseinheit nicht ankommt, wurde keine Benennung hinzugefügt.

Hiermit sind die elektrischen Daten des vorliegenden Immersionsobjektivs vollständig bekannt. Von der Berechnung der für die Abbildung günstigsten Abmessungen und Potentiale wurde abgesehen. Die vorliegende Arbeit sollte nur zeigen, daß in der besprochenen Anordnung ein elektronenoptisches Objektiv zur Verfügung steht, das man theoretisch exakt beherrscht. — Die Störung des Felds durch die Zuleitungsdrähte kann man dadurch, daß man diese sehr dünn wählt, herabdrücken; ihre Kapazität und damit auch ihre Ladung werden dann klein und infolgedessen für den Potentialverlauf unwesentlich.

Für die Anregung zu dieser Arbeit danke ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. A. Sommerfeld, herzlich; Herrn Prof. O. Scherzer bin ich für seine wertvolle Unterstützung bei der Abfassung des elektronenoptischen Teils zu großem Dank verpflichtet.

München, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 24. Juni 1937.)

Neue Untersuchungen über die Einwirkung des Lichtes auf dünne Metallschichten.

Von Q. Majorana.

Vorliegende Untersuchung stellt die Fortsetzung der vor einigen Jahren[1]) veröffentlichten dar. Damals wies ich auf die Entstehung eines pulsierenden elektrischen Stromes in einer dünnen Metallfolie hin, welche unter der Einwirkung eines periodisch unterbrochenen Lichtbündels stand. Neuerdings habe ich das Studium des erwähnten Effektes wieder in der Absicht aufgenommen, die Bestimmung seiner Größe zu verbessern und genauer zu machen.

Der Hauptteil der in vorliegender Untersuchung verwandten Versuchsanordnung ist in Fig. 1 dargestellt. D ist eine rotierende Scheibe aus Elektronmetall von 50 cm Durchmesser, welche am Rande 48 radiale Einschnitte trägt. Die von einer Lichtquelle L (Glühlampe oder Quecksilberdampfquarzlampe mit einer bis 900 bzw. 300 Watt regulierbaren Leistung) ausgehende Strahlung erreicht dadurch periodisch eine gegenüberstehende kleine Platte aus gewöhnlichem Glase M, welche mit dem untersuchten Metall bedeckt ist und deren Oberfläche 0,7 × 5 cm² beträgt. Bei den Versuchen wurde die Umdrehungsgeschwindigkeit der Scheibe gewöhnlich so einreguliert, daß die Unterbrechungsfrequenz n des Strahlenbündels einen der beiden Werte 600 oder 1200 Hertz annahm. Mit Hilfe eines auf dem Bügel S befestigten Schwungkraftmeßgerätes KK' und eines längs der Skala T beweglichen Zeigers I konnte der Wert dieser Frequenz abgelesen und deren Konstanz kontrolliert werden.

C ist eine Hochvakuumkaliumphotozelle, L' eine Hilfsglühlampe, welche die Zelle C durch den eingeschnittenen Rand der rotierenden Scheibe D ebenfalls periodisch belichtet. Die Zelle C und die Lampe L' sind gemeinsam auf einem Arm NN' befestigt, welcher mittels einer mit Zeiger und Kreisteilung B versehenen Mikrometerschraube V um die Achse der rotierenden Scheibe gedreht werden kann.

Die relative Lage des feststehenden Systems „Lichtquelle L—Platte M" und des längs der Peripherie der Scheibe beweglichen Systems „Hilfslampe L'—Photozelle C" ergibt sich im Winkelmaß aus Ablesungen auf der Kreisteilung B und auf dem graduierten Sektor HG, dessen Mittelpunkt auf der Scheibenachse liegt. Die beschriebene Apparatur ist mit den übrigen Teilen der schon in früheren Veröffentlichungen beschriebenen Kompensationsschaltung elektrisch verbunden. Es wird dadurch die Erzeugung, die Verstärkung und die Kompensation des pulsierenden Stromes, welcher den in Rede stehenden Effekt charakterisiert, ermöglicht.

Zur Bestimmung der Phasenverschiebung φ wurde, wie bei früheren Untersuchungen, der Effekt zweimal hintereinander bei entgegengesetzt laufender Scheibe B kompensiert. Die Phasenverschiebung φ ist durch die Hälfte des Winkels gegeben, um den man den Arm NN' drehen muß, um von der ersten zur zweiten Ausgleichsstelle überzugehen.

1) Q. Majorana, Physik. Zeitschr. **33**, 947, 1932; **35**, 740, 1934.

Die Größe des Effektes, d. h. der Wert $\Delta r/r$, ergibt sich anderseits durch Anwendung der in meiner Abhandlung von 1934 beschriebenen Methode.

Ihre Empfindlichkeit und ihre Genauigkeit sind von der Größe des Effektes und der verwendeten Frequenz abhängig. Wenn $\Delta r/r$ mindestens die Größenordnung 10^{-6} aufweist und die Frequenz zwischen den für die Untersuchung gewählten Grenzwerten liegt, so kann z. B. $\Delta r/r$ mit 5 Proz.

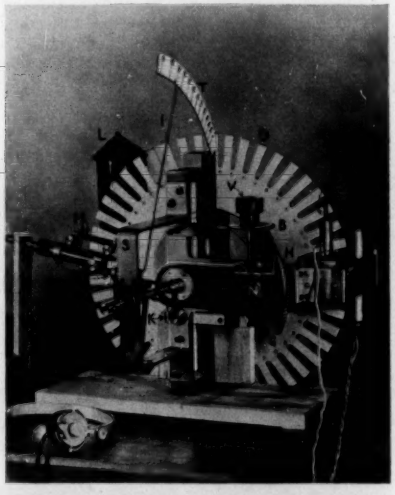


Fig. 1. Ansicht der Apparatur zur Beobachtung und Kompensation des Effektes.

Genauigkeit bestimmt werden; gleichzeitig gelingt die Bestimmung von φ mit dem wahrscheinlichen Fehler von $^1/_3$ Bogengrad. Die erreichbare Genauigkeit ist natürlich von der Ohrempfindlichkeit des Beobachters abhängig; die mechanischen Teile der Apparatur sind so gebaut, daß sie eine weit größere Genauigkeit bei der Bestimmung von φ gestatten würden. Für Frequenzen, die außerhalb des Intervalls von 600–1200 Hertz liegen, werden die Bestimmungen schwieriger und unsicherer.

In vorliegender Untersuchung habe ich stets mit Glasplättchen von $0{,}7 \times 5$ cm² Oberfläche und 0,3 cm Dicke experimentiert, deren Vorderseite entweder mit einer geklebten Goldfolie oder mit einer durch Kathodenzerstäubung erzeugten Goldschicht bedeckt war. Die Dicke der verschiedenen Schichten variierte von 0,04 μ bis 3,55 μ.

Hätte man die so erzeugten, mit Endelektroden versehenen Goldschichten mit einer Stromquelle passender elektromotorischer Kraft im Kreise des Eingangstransformators des Verstärkers der Reihe nach eingeschaltet, so hätte man, den sehr verschiedenen Werten des elektrischen Widerstandes der Schichten entsprechend, auch schwer miteinander vergleichbare Effekte erhalten. Um das zu vermeiden, machte ich schon im voraus den Widerstand der verschieden dicken Schichten gleich, indem ich denselben durch mehr oder minder zahlreiche Einschnitte in die Metallschicht (wie in Fig. 2 angedeutet) auf ungefähr 15 Ohm brachte.

Der beobachtbare Effekt hängt in allen Fällen von der Strahlungsenergie W ab, welche die Metallschicht absorbiert. Für die verwendeten Lichtquellen, die Glühlampe und die Quecksilberdampflampe, welche 10–15 cm von der Scheibe entfernt standen und ohne Vermittlung von Linsen wirkten, lag die absorbierte Energiemenge W zwischen 0,15 und 0,05 cal/cm² sec. Das ergab sich aus einer vorausgegangenen Nebenuntersuchung.

Der in Rede stehende Effekt, als relative Amplitude der periodischen Widerstandsänderung der Metallschicht $\Delta r/r$ aufgefaßt, ist von der Wellenlänge der verwendeten Strahlung, von der von der Schicht absorbierten Strahlungsenergie W, von der Dicke der Schicht ε, von den thermischen Eigenschaften des Metalls, von der Unterbrechungsfrequenz n des Strahlenbündels abhängig. Wäre der Effekt rein thermischer Natur, so müßte derselbe vom ersten der genannten Parameter, d. h. von der Wellenlänge, ganz unabhängig sein. Der Versuch zeigt dagegen, daß eine solche Unabhängigkeit in vielen Fällen nicht vorhanden ist. Die erwähnten Parameter sind ferner oft selbst keine eigentlichen Konstanten; so ist z. B. der Widerstandstemperaturkoeffizient der Metallschicht von der Dicke derselben abhängig. Alles das macht das Studium des Effektes auf Grund der Größe $\Delta r/r$ sehr verwickelt und in vieler Hinsicht auch nicht entscheidend.

Bedeutend einfacher erscheint das Studium der Phasenverschiebung φ, welche zwischen der periodischen Beleuchtung der metallischen Schicht und der in derselben bewirkten periodischen Stromänderung besteht. Es ergibt sich nämlich, daß diese Phasenverschiebung in erster Annäherung von der absorbierten Energiemenge W unabhängig ist. Das hat zur Folge, daß die mit verschiedenen Lichtquellen erhaltenen Ergebnisse ohne weiteres miteinander vergleichbar werden und daß die Unsicherheit fortfällt, die vom Einfluß des Oberflächenzustandes der Metallschicht herrühren könnte, indem eine Änderung desselben auch eine Änderung der absorbierten Energiemenge mit sich bringen

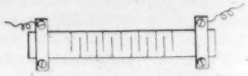


Fig. 2. Anordnung der Einschnitte bei einer vergoldeten Glasplatte.

kann. Aus den angegebenen Gründen habe ich in vorliegender Untersuchung zum Studium des Effektes nur die Phasenverschiebung in Betracht gezogen. Ich fasse hier die erhaltenen Ergebnisse zusammen.

Geklebte Metallfolien.

Die verwendeten Metallfolien aus reinem Golde wurden von einer Spezialfirma hergestellt und hatten Dicken, die zwischen ungefähr 0,08 μ und 1,5 μ lagen. Sie zeigten die charakteristischen Merkmale gehämmerter Bleche, d. h. eine leichte Unregelmäßigkeit der Dicke und des

oberflächlichen Aussehens. Meines Erachtens hätten sich die Versuchsergebnisse auch bei Entfernung dieser Unvollkommenheiten kaum verändert. Die Goldfolien wurden an die Glasplatte mit einer äußerst dünnen Schicht Stärkekleister oder Eiweiß angeklebt.

Man darf annehmen, daß die Wärmekapazität dieser Schicht zu vernachlässigen ist; die Klebeschicht besitzt aber andererseits eine schlechte Wärmeleitfähigkeit, d. h. einen gewissen thermischen Widerstand. Nun hat sich bei den Versuchen mit so geklebten Goldfolien ergeben, daß die Phasenverschiebung φ von Fall zu Fall ganz verschieden ausfiel und keine klare Beziehung zwischen φ und der Dicke der Schicht festgestellt werden konnte. Sehr merkwürdig ist ferner die Tatsache, daß die Phasenverschiebung manchmal bis zu unerwartet niedrigen Werten, ausnahmsweise sogar bis ungefähr 16°, sank. Gewöhnlich schwankte die Phasenverschiebung zwischen 30° und 40°. Ein aufmerksames Studium der Erscheinung ergab, daß sie mit der Art und Weise, wie die Goldschicht ans Glas angeklebt wurde, in Beziehung stand. Die Wärmeleitfähigkeit der Klebeschicht kann von Fall zu Fall ganz verschieden ausfallen; im allgemeinen wächst sie mit der Zeit, wobei gleichzeitig die Phasenverschiebung φ ebenfalls wächst und die Größe des Effektes $\Delta r/r$ abnimmt. Der Zustand eines Plättchens ist gewöhnlich erst nach einigen Wochen stabil geworden.

Bei geklebten Metallfolien zeigen ferner die Werte der Phasenverschiebung φ manchmal eine Zunahme, manchmal eine Abnahme mit wachsender Unterbrechungsfrequenz des einwirkenden Strahlenbündels. Die Gründe für ein solches Verhalten können mit Sicherheit nicht festgestellt werden, weil die charakteristischen Eigenschaften der Klebeschicht unbekannt sind.

Trotz der erwähnten Unregelmäßigkeiten des Verhaltens geklebter Goldschichten kommt jedenfalls aus den Versuchen eine Tatsache heraus, welche allgemein erscheint und auch bei kathodisch zerstäubten Metallschichten vorkommt. Für Schichten, deren Dicke nur einige Zehntel μ beträgt, ist nämlich die Phasenverschiebung φ gewöhnlich kleiner, wenn man die Quecksilberquarzlampe zur periodischen Beleuchtung verwendet, als wenn man dazu die Glühlampe verwendet. Der Unterschied beträgt zwischen 1 und 2 Bogengrade; er sinkt und verschwindet schließlich vollständig, wenn man der Reihe nach dickere Schichten untersucht. Unter allen erwähnten Tatsachen ist diese letzte mit Hilfe einer rein thermischen Theorie unerklärlich und läßt die Existenz einer besonderen neuen und direkten Einwirkung des Lichtes auf die Eigenschaften von Metallschichten vermuten.

Kathodisch zerstäubte Metallschichten.

Weniger verwickelt sind die Ergebnisse, die man mit kathodisch zerstäubten Metallschichten erhält. Wenn die Lichtquelle nicht gewechselt wird, wächst hier die Phasenverschiebung φ regelmäßig mit wachsender Dicke des Metalls. Die entsprechenden Werte können für 0,1 μ dicke Schichten etwa zwischen 42° und 46° schwanken; sie steigen bis über 55° für 3 oder 4 μ dicke Schichten. Nun ist aber auch bei den in Rede stehenden Schichten, wenn sie nur genügend dünn sind, die Phasenverschiebung φ mit der Quecksilberquarzlampe stets kleiner als mit der Glühlampe. Der Unterschied verschwindet bei Dicken von ungefähr 0,5–1 μ.

Die Phasenverschiebung φ nimmt ferner, zum Unterschied vom Falle geklebter Metallfolien, mit wachsender Unterbrechungsfrequenz des Strahlenbündels stets zu. In Fig. 3 sind die Diagramme der bei abwechselnder Verwendung der Glühlampe und der Quecksilberquarzlampe und bei einer Frequenz von 1200 Hertz beobachteten Phasenverschiebungen φ gezeichnet. Als

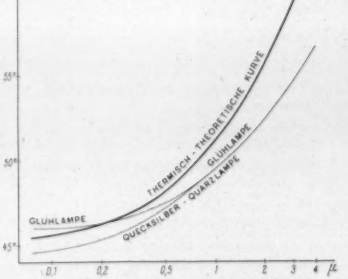


Fig. 3. Kathodisch zerstäubte Goldschichten. Experimentelle und thermisch-theoretische Diagramme.

Abszisse ist in logarithmischer Skala die Dicke der Metallschicht eingetragen. Eine dritte Kurve, die dicker gezeichnet ist, entspricht den Ergebnissen der rein thermischen Theorie, worüber weiter unten die Rede sein wird. Bei kleineren Frequenzen erhält man Kurven, die für die kleinsten Dicken ebenfalls nahe an 45° beginnen, für größere Dicken aber niedriger verlaufen als die theoretische Kurve.

Theoretische Betrachtungen.

Es liegt der Gedanke nahe, die zusammengefaßten Ergebnisse mit denjenigen zu vergleichen, welche auf Grund der klassischen Theorie der Wärmeleitung zu erwarten wären. Wir wollen zu diesem Zwecke annehmen, daß die von der Oberflächeneinheit der Metallschicht in der Zeiteinheit absorbierte Strahlungsenergie in ihrem zeitabhängigen Teile sich durch

$$q = A \cos \omega t$$

ausdrücken lasse. Es entsteht demzufolge eine gedämpfte thermische Welle, welche größtenteils den Weg durch die Glasmasse und nur in sehr beschränktem Maße denjenigen durch die umgebende Luft einschlägt. Durch zweckmäßige Gestaltung des einfallenden Strahlenbündels, der Einschnitte am Rande der rotierenden Scheibe und der Metallschicht selbst kann man erreichen, daß ungefähr $A = W/2$ werde, wobei W die Energiemenge bedeutet, welche in Abwesenheit der Scheibe D die Metallschicht absorbiert. Von dieser Energiemenge ist schon im experimentellen Teile die Rede gewesen.

Es bedeute nun ϱ und δ die Dichten, c und e die spezifischen Wärmen des Metalles bzw. des Glases, k die innere Wärmeleitung des Glases, h den äußeren Wärmeableitungskoeffizient des Metalles gegen Luft, η den äußeren Wärmeableitungskoeffizient des Metalles gegen Glas. Es wird nämlich angenommen, daß bei 1° C Temperaturunterschied zwischen den gegenüberstehenden Seiten des Metallüberzuges und der ihn tragenden Glasplatte ein Wärmestrom von η cal/cm² sec durch die dazwischenliegende Klebeschicht entsteht, wobei die Wärmekapazität dieser Schicht als verschwindend klein angesehen wird. Die innere Wärmeleitung des Metalles wird ferner als unendlich groß im Vergleich zu derjenigen des Glases betrachtet. Wir bezeichnen endlich mit ε die Dicke der Metallschicht, mit $C = c\varrho\varepsilon$ die Wärmekapazität derselben pro cm², mit $E = e\delta$ die Wärmekapazität des Glases pro cm³.

Wesentlich ist für uns die Berechnung der Amplitude T der periodischen Temperaturschwankung der Metallschicht und ihrer Phasenverschiebung φ in bezug auf q. Es ist leicht zu ersehen, daß dabei die Dicke der Glasplatte als unendlich groß betrachtet werden darf, weil die bei unseren Versuchen gewählte Plattendicke von 0,3 cm sehr groß ist im Vergleich zu der Länge der thermischen Wellen, welche bei den verwendeten Unterbrechungsfrequenzen im Glase auftreten. Unter solchen Bedingungen könnte eine Änderung der Plattendicke nur eine Änderung ihrer konstant bleibenden Übertemperatur in bezug auf die Umgebung mit sich bringen, aber keinen Einfluß mehr auf die Amplitude T und die Phasenverschiebung φ ausüben. Auf Grund der erwähnten Annahmen führt nun die Theorie der Wärmeleitung zu folgenden Ausdrücken:

$$T = \frac{A}{\sqrt{\left[C\omega + p\,\frac{\eta^2}{(p+\eta)^2+p^2}\right]^2 + \left[h + p\,\frac{2p\eta+\eta^2}{(p+\eta)^2+p^2}\right]^2}} = \frac{A\cos\varphi}{h + p\,\frac{2p\eta+\eta^2}{(p+\eta)^2+p^2}}, \qquad (1)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{p\,\frac{\eta^2}{(p+\eta)^2+p^2}}{h + p\,\frac{2p\eta+\eta^2}{(p+\eta)^2+p^2}}, \qquad (2)$$

wo $p = \sqrt{Ek\omega/2}$ gesetzt wurde.

Im Falle geklebter Metallfolien ist jedenfalls der Wert des Koeffizienten η unbekannt; man muß sich darum auf die Bestimmung des theoretischen Verlaufs von φ als Funktion von η in einem sehr breiten Werteintervall dieser Größe (z. B. zwischen 0,01 und 50 cal/cm² sec grad) beschränken. Zur Berechnung nach Formel (2) sind noch die übrigbleibenden Konstanten mit ihren experimentellen Werten einzuführen. Wir setzen $\varrho = 19{,}2$; $\delta = 2{,}51$; $c = 0{,}030$; $e = 0{,}21$; $k = 0{,}0017$; $h = 0{,}00018$. Die Werte von δ, e und k sind direkt gemessen worden und ebensogut wie die übrigen in absoluten Einheiten ausgedrückt. Fig. 4 stellt die Ergebnisse der Berechnung für die Frequenzen 600 und 1200 Hertz und je zwei verschieden dicke Goldschichten (0,08 und 0,7 μ) in vier Diagrammen dar. Sämtliche Kurven zeigen ein Minimum der

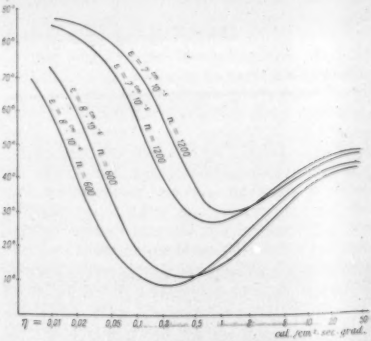


Fig. 4. Geklebte Goldschichten. Thermisch-theoretische Diagramme.

Phasenverschiebung entsprechend einem je nach der Schichtendicke und der Frequenz verschiedenen Werte von η.

Nun zeigen die Versuche, wie schon erwähnt wurde, daß tatsächlich für geklebte Metallfolien ebenso eine starke Herabsetzung der Phasenverschiebung erfolgt, wie sie auch bei den theoretischen Kurven in einem gewissen Intervall der η-Werte auftritt. Wenn die thermische Theorie auf die hier behandelten Erscheinungen streng anwendbar wäre, könnte man sogar aus der entsprechenden Kurve der Fig. 4 ablesen, daß für die zu $\varphi = 16°$ führenden 0,08 μ dicken Goldfolien (die dünnsten, welche im Handel zu haben sind) η ungefähr 1 cal/cm² sec grad betragen müßte. Daß dies wirklich der Fall sei, kann jedoch experimentell nicht bewiesen werden. Es gehört ferner zu jeder Frequenz ein Punkt, wo die zwei verschiedenen Dicken entsprechenden Kurven einander schneiden. Das erklärt ebenfalls etliche früher erwähnte Beobachtungen. Die thermische Theorie gibt natürlich keine Erklärung dafür, daß verschieden zusammengesetzte Strahlungen eine verschiedene Wirkung ausüben.

Für kathodisch zerstäubte Schichten darf man, der Abwesenheit einer Klebeschicht entsprechend, $\eta = \infty$ setzen. Wird ferner noch der Koeffizient h als verschwindend klein vernachlässigt (was angesichts der angegebenen Zahlenwerte durchaus gerechtfertigt erscheint), so vereinfachen sich die Formeln in folgender Weise:

$$T = \frac{A}{\sqrt{(C\omega + p)^2 + p^2}} = \frac{A\cos\varphi}{p}, \qquad (3)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = 1 + \frac{C\omega}{p}. \qquad (4)$$

Unter Benutzung der Formel (4) wurde die dicker gezeichnete Kurve in Fig. 3 konstruiert. Man bemerkt, wie diese Kurve von den experimentell bestimmten, insbesondere für größere Schichtendicken, abweicht. Die Abweichung kommt auch für die Frequenz von 600 Hertz heraus, wie aus hier nicht wiedergegebenen ähnlichen Diagrammen zu entnehmen ist.

Schlußbetrachtungen.

Obwohl aus den Darlegungen eine gewisse, wenigstens qualitative Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den nach der rein thermischen Theorie zu erwartenden Erscheinungen unzweifelhaft hervorgeht, zeigt sich andererseits daraus ganz klar, daß eine solche Übereinstimmung in mancher Beziehung nicht besteht. Die für größere Schichtendicken beobachtete, um 4° und sogar 5° kleinere Phasenverschiebung kann in der Tat weder durch Beobachtungsfehler, noch durch ungenaue Abschätzung gewisser Parameter erklärt werden. Die Dichte, die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Glassorte wurden direkt bestimmt, dasselbe geschah durch Wägung für die Gesamtmasse jeder Goldschicht, woraus sich dann indirekt die Schichtdicke ergab; für die spezifische Wärme des Goldes wurde der bekannte Wert 0,030 angenommen, da es kaum denkbar war, bei Aufrechterhaltung der Versuchsbedingungen diese Größe direkt bestimmen zu können. Wollte man die Abweichung der beobachteten Phasenverschiebung von ihrem thermisch-theoretischen Wert durch die Unsicherheit in bezug auf den Wert dieses Parameters erklären, so wäre man zu dem sonderbaren Schluß genötigt, daß die spezifische Wärme des Goldes in dünner Folie nur 0,017 beträgt.

Eine andere Erscheinung, welche ebenfalls durch die einfache thermische Theorie unerklärt bleibt und vielleicht wichtiger ist als die vorher besprochene, ist die Änderung der Phasenverschiebung φ, welche bei den dünneren, sowohl geklebten wie kathodisch zerstäubten Metallschichten sich ergibt, wenn man die Lichtquelle wechselt. Die schon mitgeteilten Beobachtungsergebnisse lassen vermuten, daß es entweder dem größeren Reichtum an infraroter Strahlung der Glühlampe oder demjenigen an ultravioletter Strahlung der Quecksilberquarzlampe zuzuschreiben ist, wenn bei solchen Metallschichten höhere bzw. niedrigere Werte der Phasenverschiebung auftreten. Der Einfluß der stets sehr kleinen Lichtdurchlässigkeit der verwendeten Metallschichten kann keineswegs zur Erklärung der unter dem theoretischen Wert liegenden Phasenverschiebungen herangezogen werden. Die Theorie würde in solchen Fällen vielmehr eine sehr geringe Erhöhung der Phasenverschiebung im Vergleich zu dem Falle ganz undurchsichtiger Schichten erfordern.

Zusammenfassend kann auf Grund der beobachteten Tatsachen die Vermutung ausgesprochen werden, daß zu den schon bekannten, bei seiner Absorption durch Metalloberflächen auftretenden Wirkungen des Lichtes eine neue hinzukommt, deren Natur derzeit noch unbekannt ist und worüber es auch verfrüht wäre, irgendeine Hypothese aufzustellen.

Bologna, Istituto fisico „A. Righi".

(Eingegangen 8. Mai 1937.)

Die Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristik von seismischen Meßinstrumenten.[1])

Von O. Meißer.

Die seismische meßtechnische Aufgabe der Geophysik, im besonderen der Seismik, ist, die Bodenbewegung der Erde in ihrer Größe und nach ihrem zeitlichen Verlauf festzustellen. Von den allgemeinen Bewegungsmöglichkeiten des Bodens kommt in erster Linie die absolute Bewegung (horizontale, vertikale Bewegungskomponente) in Frage. Für eine hinreichende Messung bestimmt man die Amplitude A, die Schwingungsdauer T_B und vollständigkeitshalber die entsprechende Fortpflanzungsgeschwindigkeit bzw. die Wellenlänge λ beim Durchgang einer „Erschütterung" oder Bodenbewegung durch den Beobachtungsort.

Um einen Überblick zu bekommen, welche Anforderungen an die „Seismometer" allgemein zu stellen sind, muß man wissen, welche Amplituden und Frequenzen bei den einzelnen seismischen oder geophysikalischen Erscheinungen auftreten können. Hinsichtlich der Bodenamplitude interessieren nur die kleinsten Werte, um die Bedingungen für die äußerste Empfindlichkeit zu wissen. In Tabelle I sind

Tabelle I.

Erscheinung	Amplitude der horizontalen bzw. vertikalen Bodenamplitude A	Periode der Bodenschwingung T_B	Wellenlänge λ
Ebbe und Flut der festen Erde	Größenordnung von Dezimetern	12, 24 Stunden	20000, 40000 km
Oberflächenwellen	$^1/_{100}$ bis einige mm	$^1/_3$ bis 1 Minute	bis 200 km
Longitudinale und transversale „Vorläufer"	Größenordnung von $^1/_{10}$ bis $^1/_{1000}$ mm	6 bis 12 Sek.	20 bis 100 km
Wellen bei Nahbeben, Mikroseismische Bodenunruhe	Größenordnung von $^1/_{10}$ bis $^1/_{1000}$ mm	etwa 1 Sek. etwa 4 bis 10 Sek.	1 bis 10 km
Künstliche Sprengungen Verkehrserschütterungen	10^{-3} bis 10^{-5} mm $^1/_{10}$ bis $^1/_{1000}$ mm	etwa $^1/_{100}$ bis $^1/_5$ Sek.	1 bis 100 m

unter Beiseitelassung von Einzelheiten[2]) für die elastischen Schwingungen aller Wellenlängen die entsprechenden Angaben zusammengestellt, die die geophysikalischen Erscheinungen zeigen. Anschließend kommen die elastischen bzw. akustischen Schwingungen der Physik, die ihrerseits wertvolle experimentelle und theoretische Ergänzungen für die Ausbreitungsformen von seismischen Wellen geben könnten. Während man in dem Frequenzbereich der reinen Erdbebenforschung mit Vergrößerungen 100 bis 1000fach auskommt, erfordern die praktischen Aufgaben der Sprengseismik bereits erheblichere Vergrößerungen(10^5–10^6).

Das grundsätzliche Instrument, um [illegible]bewegungen zu messen, ist ein Pendel[illegible] absoluter Festpunkt auf der Erd[illegible]t Beschränkt man beim Pendel sein[illegible]wegungs-

1) Vortrag, gehalten auf der Tagung [illegible]s Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien [illegible] Deutschen Physikalischen Gesellschaft in [illegible]a am 5. und 6. Juni 1937.

2) Für eingehendere seismische Angaben siehe G. Angenheister, Bodenschwingungen in Erg. d. exakten Naturwiss. **15**, 310, 1936.

3) Daneben hat in neuerer Zeit das Verfahren, die Abstandänderung auseinanderliegender Punkte zu registrieren, eine praktisch verwertbare Durchbildung erhalten; siehe H. Benioff, A linear strain seismograph, Bull. of Seismol. Soc. of America **25**, 283–309, 1935.

freiheit, so kann man die horizontale (a) und vertikale (b) Bewegung ($\leftarrow\rightarrow$) bei genügender Trägheit messen (siehe Fig. 1). Für den

Fig. 1.

Pei elausschlag $a(\tau)$ ergibt sich mit der Bodenbewegungskomponente x (- die bekannte differentialgleichung

$$\frac{d^2a}{d\tau^2} + 2\varkappa_0 \frac{da}{d\tau} + a = -V \cdot \frac{d^2x}{d\tau^2} \qquad (1)$$

wenn für die Zeit $t = \tau \cdot \frac{T}{2\pi}$ [illegible] wird. Die Aufzeichnungen (a) des Seismometer(pendels) werden nach Gleichung (1) durch drei experimentelle Konstanten bestimmt: die ungedämpfte Eigenschwingungsdauer T_0, die auch durch die entsprechende Pendellänge $L_0 = g\frac{T_0^2}{4\pi^2}$ (g = Schwerkraft) dargestellt wird, die Dämpfung $\varkappa_0$ des Seismometers — $\varkappa_0 = 0$

ungedämpft, $\varkappa_0 = 1$ aperiodische Dämpfung — und die statische Vergrößerung V, mit der ein Impuls wiedergegeben wird. Zwischen diesen Größen bestehen einfache Beziehungen hinsichtlich der „Empfindlichkeit" und der „Frequenzcharakteristik".

Für einen allgemeinen Überblick über die Wirkungsweise dieser Seismometer [Gleichung (1)] betrachte man einerseits die Nullpunktkonstanz gegenüber Störungen statischer Art und andererseits die stationäre Wiedergabe einer sinusförmigen Bodenbewegung

$$x = x_0 \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T_B} \quad , \qquad (2)$$

in Abhängigkeit von der wechselnden Schwingungsdauer T_B des Bodens (Frequenzcharakteristik).

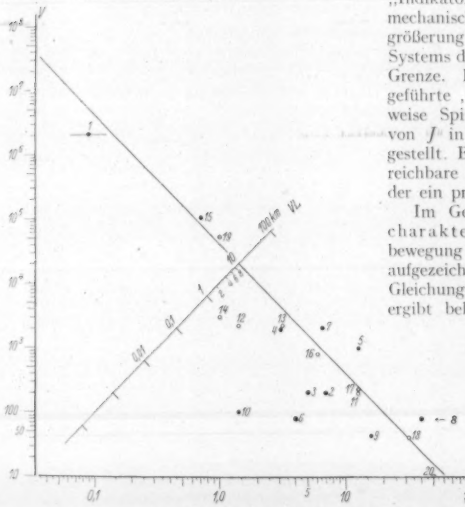


Fig. 2. Erläuterung siehe Tabelle II.

Die Direktionskraft ($\approx 1/T_0^2$) der Seismometer in Verbindung mit der Vergrößerung V bestimmt die Nullpunktkonstanz. Bei einem Horizontalseismometer bedingt eine Neigungsänderung Δi der Aufstellung einen Ausschlag

$$\Delta a_H = V \cdot L_0 \cdot \Delta i \, . \qquad (3)$$

Für ein Vertikalseismometer ergibt eine Massen- $\left(\frac{\Delta m}{M}\right)$ oder langzeitige Schwereänderung $\left(\frac{\Delta g}{g}\right)$ — auch ein eventueller Temperaturkoeffizient — einen entsprechenden Ausschlag[1])

$$\Delta a_V = V \cdot L_0 \cdot \frac{\Delta g}{g} \, . \qquad (4)$$

In beiden Fällen [Gleichung (3, 4)] setzt die „Indikatorlänge" $J = V \cdot L_0$, d. h. also die mechanisch-optische (oder elektrische) Vergrößerung V und die Direktionskraft des Systems der Nullpunktkonstanz eine praktische Grenze. In Fig. 2 sind für verschiedene ausgeführte „Seismometer"konstruktionen, die teilweise Spitzenleistungen darstellen, die Werte von J in Abhängigkeit von T_0 und V dargestellt. Es ergibt sich danach eine obere erreichbare Grenze von $J = 10$ bis 100 km, bei der ein praktisches Arbeiten noch möglich ist.

Im Gegensatz dazu gibt die Frequenzcharakteristik an, was von der Bodenbewegung bei den einzelnen Schwingungsdauern aufgezeichnet wird. Die stationäre Lösung von Gleichung (1) in Verbindung mit Gleichung (2) ergibt bekanntlich eine maximale Amplitude

$$a_m \approx V x_0 \cdot \frac{\gamma^2}{\Re(\gamma)} \, , \qquad (5)$$

wobei

$$\gamma = \frac{T_0}{T_B} \, ,$$

$$\Re^2(\gamma) = (1 - \gamma^2)^2 + 4\varkappa_0^2 \cdot \gamma^2 \, .$$

Sowohl aus den entsprechenden Grenzfällen bzw. Vernachlässigungen in Gleichung (1) wie aus dem bekannten Kurvenverlauf von Gleichung (5) kann man folgende drei Gebiete ableiten (siehe Fig. 3):

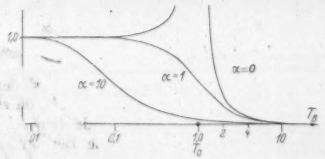


Fig. 3.

1. $T_0 \gg T_B$: $a \approx x$ (6)

das Seismometer gibt die Bodenamplitude wieder.

[1]) O. Meißer, Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern, Zeitschr. f. Geophys. **11**, 221–234, 1935.

2. $T_0 \ll T_B$: $a \approx x''$ (7)

das Seismometer gibt die Bodenbeschleunigung wieder.

3. $\alpha_0 \gg 1$: $a \approx x'$ (8)

das Seismometer gibt die Bodengeschwindigkeit wieder.

Obwohl das Seismometer durch seine Charakteristik [Gleichung (5)] bereits auf gewisse Bodenfrequenzen bevorzugt anspricht, so kann durch Verbindung mit einer (Galvanometer, Oszillograph) elektrisch-optischen Aufzeichnung der Bereich der aufzunehmenden Frequenzen schärfer begrenzt werden, so daß sich ein unerwünschter Störspiegel leicht ausschalten läßt. Ferner kann man die elektrische Übertragung zu einer wesentlichen trägheitsarmen Steigerung der Vergrößerung V benutzen. Dazu kommt, daß die Aufzeichnungen eines oder mehrerer Instrumente gleichzeitig unabhängig vom Beobachtungsort ausgeführt werden können. Bezeichnen T_G und α_G die Konstanten des „Galvanometers", so genügt bei direkter elektrischer Übertragung (z. B. Masse auf einem Piezoquarz, Photozellenregistrierung der Seismometerbewegung) unter Vernachlässigung der experimentell stets gering zu haltenden Rückwirkung des Galvanometers auf das Seismometer der Galvanometerausschlag φ der Beziehung

Fall A:

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + 2\alpha_G \frac{d\varphi}{d\tau} + \varphi = c \cdot a \,. \qquad (9)$$

Wendet man eine induktiv-elektrische Übertragung an, so wird φ

Fall B:

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} + \alpha_G \frac{d\varphi}{d\tau} + \varphi = c \cdot a' \,, \qquad (10)$$

wobei c ein den elektrischen Verhältnissen entsprechender Empfindlichkeitsfaktor bedeutet und τ durch T_G bestimmt wird. Der stationäre Zustand ergibt für eine sinusförmige Bodenbewegung nach Gleichung (9) und (10) eine maximale Amplitude:

Fall A:

$$\varphi_m = c x_0 V \cdot \frac{\gamma^2}{\Re(\gamma)} \cdot \frac{1}{\Re(\lambda)} \text{ mit } \lambda = \frac{T_G}{T_B} \cdot \qquad (11)$$

Fall B:

$$\varphi_m = c x_0 V \cdot \frac{\gamma^2}{\Re(\gamma)} \cdot \frac{\lambda}{\Re(\lambda)} \,, \qquad (12)$$

Für $\alpha_0 = \alpha_G = 1$ wird:

Fall A:

$$\varphi_m = c x_0 V \frac{T_B^2 \cdot T_0^2}{(T_0^2 + T_B^2)(T_G^2 + T_B^2)} \cdot \qquad (13)$$

Fall B:

$$\varphi_m = c x_0 V \frac{T_B \cdot T_0^2 \cdot T_G}{(T_0^2 + T_B^2)(T_G^2 + T_B^2)} \cdot \qquad (14)$$

Beide Anordnungen sind geeignet, einen gewissen Frequenzbereich durch die Wahl von T_0 und T_G herauszuheben. Im Falle A (siehe Fig. 4) liegt bei aperiodischen Systemen die

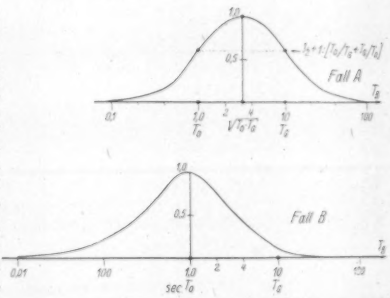


Fig. 4.

Amplitude φ_m für T_B zwischen T_0 und T_G stets über der halben Resonanzamplitude[1] $(\varphi_m)_{max}$.

Experimentell kann man einmal $T_0 \to 0$ oder $T_G \to 0$ relativ zu T_B machen. Bei einem Piezoquarzbeschleunigungsmesser ist $T_0 \ll T_B$ und die Ausschläge des Galvanometers werden proportional

$$\frac{1}{T_B^2\left(1 + \left(\frac{T_G}{T_B}\right)^2\right)}$$

d. h. für $T_B < T_G$ hat man einen Erschütterungsmesser mit relativ großer, einigermaßen gleichmäßiger Vergrößerung; während für $T_B > T_G$ der Apparat als Beschleunigungsmesser wirkt, dessen Beschleunigungsempfindlichkeit bei Annäherung an T_G abnimmt. Die experimentellen Untersuchungen von anderer Seite bestätigen diese Angaben recht gut. Schließlich kann man auch hier noch die Dämpfungskonstante α_G überaperiodisch wählen, um weitere Kombinationen zu erhalten.

1) Genau ist der Wert $\frac{1}{2} + \frac{1}{\frac{T_0}{T_G} + \frac{T_G}{T_0}}$.

Tabelle II (zu Fig. 2).

Nr.	Bezeichnung bzw. Autor	Komponente Z = vertikal H = horizontal	T_0 sec	V	Literatur
1	Wiechert, „Millionenseismometer"	Z	$^1/_5$—$^1/_{30}$	$2 \cdot 10^6$	3)
2, 3	Wiechert, 1300-kg-Pendel	Z	(7). 5	200	1)
6	Wiechert (kleiner Typ), Pendel	Z	4	80	1)
4	Universalseismometer de Quervain-Picard	Z	3,2	1 900	4)
5	Galitzin-Pendel	Z, H	12	~ 1 000	1)
7	Straubel-Pendel	Z	6,6	2 000	2)
8	Tomascheck-Gravimeter	Z	40	80	2)
9	Schlüter-Pendel	Z	16	46	2)
10	Vicentini-Pendel	Z	1,5	100	1)
11	Wiechert, 1200-kg-Pendel	H	12	~ 200	1)
12	Wiechert, 1740-kg-Pendel	H	1,4	2 200	3)
13	Universalseismometer de Quervain-Picard	H	3,2	2 100	4)
14	Anderson-Wood-Pendel	H	1	3 000	1)
15	Benioff-Pendel	Z	0,7	~ 10^5	6)
16	Anderson-Wood-Pendel	H	6	800	5)
17	Milne-Shaw-Pendel	H	12	250	1)
18	Horizontalpendel: Hecker-Schweydar	H	30	~ 38	7)
19	Mintrop-Erschütterungsm.	H	1	50 000	7)
20	Wiechert-Pendel	H	50	10	1)

1) H. P. Berlage, Seismometer, Handb. der Geophysik von Gutenberg, Bd. IV. Berlin 1932. — 2) Siehe Meißer, S. d. A. — 3) Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925. Zeitschr. f. Geophysik I, 285—296 1924/25. — 4) E. Wanner, Jahresber. d. Schweizer. Erdbebendienstes. Zürich 1935. — 5) B. Gutenberg, Das „Seismological Laboratory" in Pasadena. Geol. Beitr. z. Geophysik. Ergebn. der kosm. Physik II, S. 215. — 6) H. Benioff, A new electromagnetic seismograph. V. Pacific Science congress. A 7. — 7) B. Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie. 1914. Herausgeg. von O. Hecker.

Die praktische[1]) experimentelle Durchführung der entsprechenden instrumentellen Anordnungen erfordert bereits mit Rücksicht auf die richtige Wiedergabe der Einschwingamplituden ein T_0 von mindestens $T'_B/2$, wenn T'_B die kleinste Bodenschwingungsdauer bedeutet, die noch einigermaßen getreu aufgezeichnet werden soll. Zu diesem Zweck wurde ein empfindliches Registriergalvanometer entwickelt, das bei einer Eigenfrequenz zwischen 50 und 100 Hertz, einem Lichtzeiger von $^1/_3$ m Länge für 10^{-6} Amp. Gleichstrom einen Ausschlag von 1 mm ergibt. Mit Rücksicht auf einen großen guten Spiegel und fast aperiodische Dämpfung und kleinste Abmessungen wurde eine leichte Tauchspulenanordnung gewählt. Die experimentelle und theoretische Frequenzkurve $|1/\Re(\gamma)|$ zeigt bis 400 Hertz gute Übereinstimmung.

Damit ist man in der Lage, die entsprechenden „elektrischen Seismometeranordnungen" mit großer Empfindlichkeit auch ohne eine zusätzliche Verstärkeranordnung sehr einfach optisch aufzeichnen zu lassen. Außerdem ist die Schwierigkeit beseitigt, daß Röhrenverstärker kaum in dem Bereich von 100 bis 1 Hertz mit einfachen Mitteln eine konstante Verstärkung geben.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

(Eingegangen 7. Juli 1937.)

1) A. Herrmann und O. Meißer, Ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 152/153, 1935.

Elektrische Sättigung in verdünnten Nitrobenzollösungen.

(Nach Messungen gemeinsam mit B. Piekara.)

(Vorläufige Mitteilung.)

Von A. Piekara.

In der letzten Zeit haben wir den Einfluß eines elektrischen Feldes auf die DK. verschiedener Lösungen von Nitrobenzol in Benzol und in Hexan untersucht[1]). Die erhaltenen Resultate zeigen, daß das elektrische Feld eine Verminderung der DK. verursacht, falls nur die Konzentration des Nitrobenzols nicht größer als etwa 93 Proz. ist.

Diese Verminderung der DK. bei nicht zu hohen Konzentrationen steht in qualitativem Einklang mit der Debyeschen Theorie. Es ist klar, daß hier (soweit es auf den Flüssigkeitszustand und nicht auf den Dampfzustand ankommt) nicht eine quantitative Übereinstimmung zu erwarten ist. Wir wollten aber prüfen, in welchem Grade die Debyesche Theorie ihre Geltung behält, wenn man zu unendlich verdünnten Lösungen übergeht. Andererseits wissen

1) A. Piekara und B. Piekara, Comptes Rendus 203, 852, 1936; **203**, 1058, 1936; A. Piekara, Comptes Rendus **204**, 1106, 1937.

wir, daß auch in diesem Falle eine Koppelung der gelösten Moleküle an das Lösungsmittel zu erwarten ist[1]), welche den gemessenen Effekt im Absolutbetrag zu verkleinern sucht.

Von anderer Seite her hat einer von uns die von Kautsch[2]) gefundenen Abweichungen von der Debyeschen Formel bei Äthyläther und Chloroform auf eine Deformation der Moleküle im äußeren elektrischen Felde zurückzuführen versucht[3]). Nach dieser Theorie soll ein elektrisches Feld außer der Orientierung noch eine äußerst kleine Verschiebung der Teilmomente des Moleküls hervorrufen (Deformation zweiter

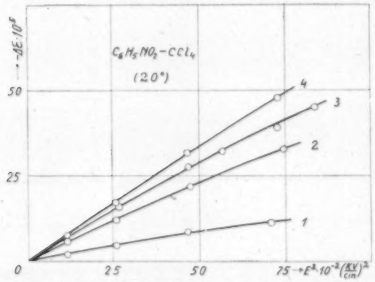


Fig. 1. Änderung $\Delta\varepsilon$ der DK. von Nitrobenzol-CCl_4-Lösungen in Abhängigkeit vom Quadrat der Feldstärke (E^2).

Ordnung) und so ein zusätzliches Moment schaffen. Die erhaltene Formel zeigt (s. weiter unten), daß dies eine recht beträchtliche zusätzliche Änderung der DK. hervorrufen kann. Dieser Deformationseffekt sollte sich auch für unendliche Verdünnung äußern, wo die intermolekularen Wirkungen zwischen den Dipolen nicht mitspielen können. Deswegen haben wir mit verdünnten Lösungen in dipollosen Lösungsmitteln möglichst genaue Messungen ausgeführt und die Resultate auf die Konzentration o extrapoliert.

Da die Beschreibung der experimentellen Methode und die Einzelresultate der Messungen in einer späteren Veröffentlichung dargestellt werden, sei hier nur auf die wichtigsten Resultate hingewiesen.

Es wurden drei Reihen von Nitrobenzollösungen untersucht. Die erste Reihe bezieht sich auf Lösungen in Benzol, die zweite in Tetrachlorkohlenstoff und die dritte in Hexan. Als Beispiel mögen hier die Meßergebnisse für die Nitrobenzollösungen in Tetrachlorkohlenstoff angegeben werden. Die gemessenen $\Delta\varepsilon$-Werte sind graphisch als Funktionen von E^2 dargestellt (Fig. 1). Die einzelnen Kurven beziehen sich auf folgende Gewichtskonzentrationen (c): 1. 1,63 Proz.; 2. 4,40 Proz.; 3. 5,57 Proz. und 4. 6,24 Proz. Man ersieht daraus, daß die Abhängigkeit der DK.-Änderung von E^2 beinahe geradlinig ist. Man findet aber kleine Abweichungen in demselben Sinne, in welchem sie von Kautsch bei Äthyläther und Chloroform beobachtet wurden. Man muß jedoch betonen, daß diese Abweichungen kaum die Meßfehlergrenzen überschreiten. Sie treten trotzdem bei allen untersuchten Lösungen auf. Sie können aber wohl kaum auf etwaige systematische Fehler zurückgeführt werden. Im weiteren werden wir aber keine Schlüsse aus diesen Abweichungen ziehen. Aus der Neigung der Tangente im Nullpunkt der Kurve ist der Wert von $\frac{\Delta\varepsilon}{E^2}$ (in ESE.) für verschiedene Konzentrationen und verschiedene Lösungsmittel berechnet worden.

Die Debyesche Dipoltheorie führt bekanntlich zur folgenden Formel für die DK.-Änderung unter der Wirkung des elektrischen Feldes:

$$\Delta\varepsilon = 12\pi n\left(\frac{\varepsilon+2}{3}\right)^4(\Theta_1+2\Theta_2-\Theta_3)E^2, \quad (1)$$

wo Θ_1, Θ_2 und Θ_3 gut bekannte Ausdrücke ersetzen. Wenn man diese Formel auf verdünnte Lösungen in dipollosen Lösungsmitteln anwenden will, muß man die Teilchenzahl n pro cm³ durch den Ausdruck $N\frac{cd}{M}$ ersetzen, wo c die Gewichtskonzentration, d die Dichte der Lösung, M das Molekulargewicht und N die Teilchenzahl pro Mol bedeuten.

Bringt man noch die Deformation der Moleküle (der zweiten Ordnung) in Rechnung, so bekommt man die Formel:

$$\Delta\varepsilon = 12\pi N\frac{cd}{M}\left(\frac{\varepsilon+2}{3}\right)^4(\Theta_1+2\Theta_2-\Theta_3+4\Delta_1)E^2, \quad (2)$$

wobei

$$\Delta_1 = \frac{1}{45kT}\sum_i{}'\sum_j{}'\mu_i(3\beta_{iii}+\beta_{ijj}+\beta_{jij}+\beta_{jji}); \quad (3)$$

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **36**, 100 und 193, 1935; A. Piekara, Acta Phys. Pol. **6**, 130, 1937.
2) F. Kautsch, Physik. Zeitschr. **29**, 105, 1928.
3) A. Piekara, Acta Phys. Pol. **4**, 163, 1935.

die p_{ijk} bezeichnen hier die Koeffizienten der elektrischen Deformierbarkeit (zweiter Ordnung) der gelösten Moleküle. Sie sind so definiert, daß die Formel

$$m_i = \mu_i + \sum_j a_{ij}\alpha_i \cdot F + \sum_j \sum_k p_{ijk}\alpha_j\alpha_k \cdot F^2 \quad (4)$$

die Komponenten des elektrischen Momentes des Moleküls in bezug auf ein beliebiges molekülfestes Koordinatensystem darstellen soll. a_{ij} sind bekanntlich Komponenten eines symmetrischen Polarisierbarkeitstensors, α_j und α_k — die Richtungskosinus des elektrischen Vektors $\mathfrak{F}$, i, j und $k = 1, 2, 3$. Über die Einzelheiten der Rechnung soll in einer speziellen Publikation berichtet werden[1]).

In der Formel (2) ist stillschweigend vorausgesetzt, daß das reine Lösungsmittel keine DK.-Änderung im elektrischen Felde aufweist, was tatsächlich durch das Experiment bestätigt wurde (es wurde für alle angewandten Lösungsmittel festgestellt, daß sogar bei höchsten Feldstärken die DK.-Änderungen unterhalb der Meßbarkeit bleiben, also kleiner als etwa $0{,}3 \cdot 10^{-5}$ sind). In der Formel (2) sind die Glieder, welche höhere Potenzen als E^2 enthalten, außer acht gelassen.

Für alle untersuchten Lösungen sind aus den gemessenen DK.-Änderungen und Feldstärken die $(\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1)$-Werte berechnet und auf die Konzentration o extrapoliert worden. Dies zeigt Fig. 2, wo der Verlauf der so berechneten Größen als Funktion von n wiedergegeben ist. Wir wollen sie mit dem Index L (Lösung) bezeichnen, weil die benutzte Formel (2), streng genommen, nur für Gase und Dämpfe gilt und die Koppelung der Moleküle nicht berücksichtigt. Die Extrapolation auf unendliche Verdünnung führt zu folgenden Werten (die wir mit L_∞ bezeichnen wollen).

Tabelle I.

$[\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1]_{L\infty}$-Werte für Nitrobenzol (20°).

Lösungsmittel	$[\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1]_{L\infty}$
Benzol	$-7{,}7 \cdot 10^{-32}$
Tetrachlorkohlenstoff	$-8{,}7 \cdot 10^{-32}$
Hexan	$-28 \cdot 10^{-32}$

Andererseits haben wir Θ_1 und Θ_2 für Nitrobenzol berechnet, indem wir a_{ii} bis auf einen Proportionalitätsfaktor den aus dem Kerreffekt berechneten Koeffizienten b_{ii} gleichgesetzt haben[2]). Dieser Proportionalitätsfaktor ist aus der Forderung berechnet worden, daß der von der Temperatur unabhängige Polarisationsanteil $(4\pi n \cdot \frac{1}{3}\sum a_{ii})$ gleich 41 cm³ sein soll[1]). Indem man $\mu_1 = \mu_2 = 0$ und $\mu_3 = \mu = 3{,}96 \cdot 10^{-18}$ setzt[1]), erhält man für eine Temperatur von 20°:

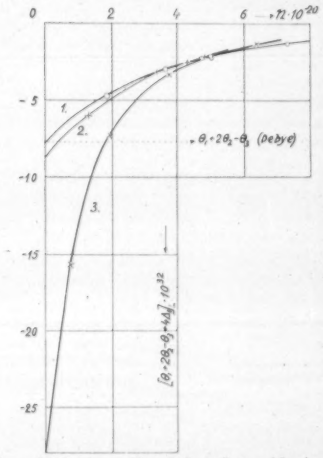


Fig. 2. Verlauf von $[\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1]_L$ in Abhängigkeit von der Teilchenzahl pro cm³. Als Lösungsmittel dienen: 1. Benzol (o), 2. Tetrachlorkohlenstoff (+) und 3. Hexan (×).

$$\Theta_1 = 0{,}013 \cdot 10^{-32},\ \Theta_2 = 0{,}396 \cdot 10^{-32},$$
$$\Theta_3 = 8{,}46 \cdot 10^{-32};$$

der ganze Orientierungsanteil beträgt demgemäß:

$$\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 = -7{,}7 \cdot 10^{-32}.$$

Aus der Tabelle I ersieht man, daß, wenn Nitrobenzol in Benzol gelöst ist, eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Debyeschen Wert herauskommt. Einen etwas größeren Wert (dem absoluten Betrage nach) von $[\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1]_{L\infty}$ erhält man aus Lösungen in CCl_4, und einen sogar dreimal größeren Wert bekommt man, wenn Nitrobenzol in Hexan gelöst ist. Dies ist ja erstaunlich, da alle Messungen mit reinen Flüssigkeiten immer kleinere und niemals größere Werte als die Debyeschen lieferten[2]).

Diese Ergebnisse lassen sich einfach etwa folgendermaßen deuten:

1. Die Tatsache, daß die $[\Theta_1 + 2\Theta_2 - \Theta_3 + 4A_1]_L$-Werte sehr rasch (ihrem absoluten Betrage nach) abfallen, zeigt, daß die gegenseitige Koppelung

1) A. Piekara, Acta Phys. Pol. **6**, 150, 1937.

2) Die Zahlenwerte von b_{ii} sind dem Buche von H. A. Stuart, Molekülstruktur, S. 222 (Berlin 1934) entnommen worden.

1) Vgl. A. Piekara, Bull. Acad. Pol. (A), S. 333, 1933.

2) Vgl. O. Fuchs und K. L. Wolf, Dielektrische Polarisation, Leipzig 1935.

der Nitrobenzolmoleküle sehr rasch mit der Konzentration zunimmt.

2. Die Tatsache, daß die $[\Theta_1+2\Theta_2-\Theta_3+4\Delta_1]_L$-Werte für verschiedene Lösungsmittel verschieden ausfallen, zeigt, daß die Koppelung zwischen Nitrobenzolmolekülen und dem Lösungsmittel sehr verschieden ist. Aus unseren Ergebnissen (s. Fig. 2) ist zu schließen, daß die Koppelung der Nitrobenzolmoleküle mit Hexanmolekülen am schwächsten und mit Benzolmolekülen am stärksten ist. Da die Koppelung ebensogut $\Delta\varepsilon$ wie auch die Polarisation selbst zu verkleinern sucht, kann man noch daraus schließen, daß die aus jenen Lösungen ermittelten Molekularpolarisationen des Nitrobenzols auch in derselben Folge wie $[\Theta_1+2\Theta_2-\Theta_3+4\Delta_1]_{L\infty}$ verschieden ausfallen sollen. Dies steht in einem merkwürdigen Einklang mit den Müllerschen[1]) Untersuchungen, der für die Molekularpolarisation von Nitrobenzol folgende Werte gefunden hat:

Tabelle II.
Molekularpolarisation von Nitrobenzol (20°) nach H. Müller.

Lösungsmittel	Molekularpolarisation
Benzol	361 cm³
Tetrachlorkohlenstoff ..	362 cm³
Hexan.....	377 cm³

Dieselbe Reihenfolge ist auch von anderen Autoren bestätigt worden[2]).

1) H. Müller, Physik. Zeitschr. **34**, 680, 1933.
2) H. O. Jenkins, J. chem. Soc. London, S. 480, 1934 (zitiert nach Fuchs und Wolf, l. c., wo auch weitere Literatur angegeben ist).

3. Dies alles läßt vermuten, daß der wahre Wert von $(\Theta_1+2\Theta_2-\Theta_3+4\Delta_1)$ noch niedriger als für Hexan ausfallen sollte. Wenn wir nur mit Hexan als Lösungsmittel den Deformationsanteil berechnen, so erhalten wir:

$$[4\Delta_1]\ (\text{aus Hexanlösungen}) = -20\cdot 10^{-32},$$

also mehr als für den Orientierungsanteil. Dabei muß man sich noch vor Augen halten, daß dieser Wert noch durch die Koppelung gestört ist.

Es liegt der Gedanke nahe, das Deformationsmoment des Nitrobenzolmoleküls auf eine Verschiebung der zwei an dem Stickstoff liegenden Sauerstoffatome zurückzuführen, die sich, infolge der in ihnen induzierten Verschiebungsmomente, anziehen oder abstoßen. Es ist interessant, daß dies, statistisch genommen, zu einer Verkleinerung des elektrischen Moments führt, d. h. daß die Formel (3), auf diesen Fall angewandt, zu negativem Δ_1 führt. Die Abschätzung der Größenordnung von p_{ijk} führt zu 10^{-26}, d. h. zu demselben Werte, der sich auf Grund von Ramanspektren ergibt. Mit diesem Werte läßt sich berechnen, daß in einem Felde von 100 kV/cm die Sauerstoffatome sich nur um etwa 0,001 Å verschieben. (Näheres s. A. Piekara, Acta Phys. Pol. **6**, 150, 1937.)

Rydzyna, Physikalisches Laboratorium des Sulkowski-Gymnasiums.

(Eingegangen 10. Juni 1937.)

ZUSCHRIFTEN.

Die Energie von Kernreaktionen.

Von E. Graßmann.

Wilson[1]) vermutete anschließend an eine Arbeit von Oliphant, Kempton und Rutherford[2]), daß die bei Kernprozessen freiwerdenden Energien sich als ganzzahlige Vielfache des Energiebetrages $3{,}85\cdot 10^5$ eV darstellen lassen. Es wurden 17, die Elemente Lithium Beryllium und Bor umfassende Kernreaktionen ausgewertet, bei denen die Energiebilanzen einigermaßen genau bekannt waren. Die Energiebeträge wurden durch Vergleich der Kernprozesse untereinander auf den wahrscheinlichsten Wert abgeändert und schienen tatsächlich ganzzahlige Vielfache von $3{,}85\cdot 10^5$ eV zu sein. Die Quotienten, Energiebetrag/$3{,}85\cdot 10^5$ eV müßten also ganzzahlig sein. Es wichen jedoch

8 Quotienten um 0 —0,09
4 Quotienten um 0,1—0,19
3 Quotienten um 0,2—0,29 und
1 Quotient um 0,3—0,39

von der Ganzzahligkeit ab.

Inzwischen sind bei einer großen Zahl von Kernprozessen die Energiebeträge gemessen worden, so daß die Wilsonsche Vermutung an Hand eines umfangreichen Materials nachgeprüft werden kann.

Es wurden 59 von Flügge und Krebs[1]) zusammengestellte Kernprozesse herangezogen, die die leichten Elemente von Lithium bis Schwefel umfassen. Verwertet wurden die aus den Kern-

1) Proc. Roy. Soc. (A) **152**, 497, 1935.
2) Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 241, 1935.

1) Physik. Zeitschr. **38**, 13, 1937.

massen berechneten Energiebeträge, die mit den beobachteten Werten übereinstimmen, sich aber von den Werten, die Wilson seiner damaligen Untersuchung zugrunde legte, etwas unterscheiden.

Es werden wiederum die Quotienten, Energiebetrag/$3{,}85 \cdot 10^8$ eV gebildet. Es weichen dabei

3 Quotienten = 5% Proz. aller 59 Quotienten um nichts
22 Quotienten = 37,3 Proz. aller 59 Quotienten um 0,01–0,1
3 Quotienten = 5 Proz. aller 59 Quotienten um 0,11–0,2
10 Quotienten = 17 Proz. aller 59 Quotienten um 0,21–0,3
11 Quotienten = 18,7 Proz. aller 59 Quotienten um 0,31–0,4 und
10 Quotienten = 17 Proz. aller 59 Quotienten um 0,41–0,5

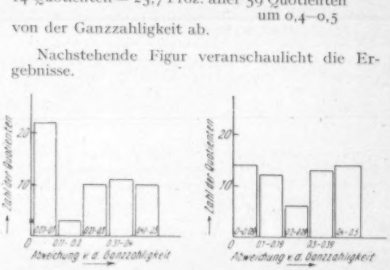
von der Ganzzahligkeit ab.

Ein anderes Bild ergibt sich, wenn die Abweichungen um volle Zehntel (0,1, 0,2 usw.) nicht wie oben zur Gruppe der kleineren, sondern zu der der größeren Abweichungen geschlagen werden. Es weichen dann

14 Quotienten = 23,7 Proz. aller 59 Quotienten um 0 –0,09
12 Quotienten = 20,4 Proz. aller 59 Quotienten um 0,1–0,19
6 Quotienten = 10,2 Proz. aller 59 Quotienten um 0,2–0,29
13 Quotienten = 22 Proz. aller 59 Quotienten um 0,3–0,31 und
14 Quotienten = 23,7 Proz. aller 59 Quotienten um 0,4–0,5

von der Ganzzahligkeit ab.

Nachstehende Figur veranschaulicht die Ergebnisse.



Offenbar ändert sich der aus den Kernmassen erreichte Energiebetrag und damit der Quotient: Energiebetrag/$3{,}85 \cdot 10^8$ eV. Die Kernmassen sind jedoch recht genau festgelegt, so daß hier nur kleine Änderungen in Frage kommen, die kaum das obige Bild verschieben dürften. Es läßt sich vielmehr an Hand obiger Ergebnisse sagen, daß die von Wilson vermutete Beziehung für die bei Kernprozessen freiwerdende Energie nicht zutrifft.

Berlin-Friedenau.

(Eingegangen 11. Juli 1937.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

O. Blüh, Einführung in die Physik. Gr.-8°. XVI und 582 S. Mit 543 Fig. Berlin 1937. Gebr. Borntträger. Geb. RM 18.20, geh. RM 16.—.

Das Buch soll „nicht Ersatz, sondern Ergänzung der Experimentalphysikvorlesung sein" und nur die Kenntnisse gymnasialer Anstalten voraussetzen. Seine Großeinteilung ist ganz neuartig: I. Maße und Messen. Die physikalischen Erscheinungen (Phänomenologie), 374 Seiten. — II. Die Konstitution von Materie und Energie (Korpuskularphysik), 146 Seiten. — III. Umfang und Bedeutung der physikalischen Wissenschaft, 38 Seiten. — Die Trennung der eigentlichen Physik in zwei Teile wirkt sich zu einem besseren Verständnis der inneren Zusammenhänge aus, die ja doch meist korpuskularer Natur sind. Diese gehen dem Anfänger oft verloren, wenn sie überall im Stoff eingestreut sind. Der Inhalt des III. Teiles möge durch die Abschnittsüberschriften gekennzeichnet werden: Der Physikalismus. — Physikalische Wissenschaften, Technik und Medizin. — Physik und Biologie. — Physik und Metaphysik. — Stätten und Schulen der Physik. — Den Abschluß dieses Teiles bildet eine Zeittafel über 2500 Jahre menschlichen Denkens und Beobachtens über Physik und Nachbargebiete sowie ein Verzeichnis von Lehrbüchern „zum Weiterstudium" aus allen drei Teilen.

Die Darbietung des Stoffes geschieht in außerordentlich klarer und leichtverständlicher Weise. Was nicht dem Verständnis der großen Zusammenhänge dient, ist weitgehend weggelassen. Dadurch tritt das Wesentliche um so besser hervor: hiervon ist aber auch beinahe alles, wenn auch zum Teil nur kurz, erwähnt: die neuesten Apparate, Anschauungen und Probleme, technische und andere lebenswichtige Anwendungen und die Anschlüsse an die Nachbargebiete, z. B. Duantenelektrometer, Elektronenmikroskop, Entwicklungsstadien eines Fixsternes, Fernsehempfang, Fliehbewegung der Spiralnebel, Franklinisation, Gehirnströme, Ikonoskop, Kältelaboratorium, Kippschwingungen, Knudsenmanometer, Lagerstättenforschung, Lokkerstellen, Massenwirkungsgesetz, Neutronen, Schallisolation, Unschärferelation, Vernichtungsstrahlung. Die Verwendung von Mathematik ist weitgehend eingeschränkt. So ist denn auch, anscheinend bewußt, darauf verzichtet worden, alle Gesetze herleiten oder beweisen zu wollen. Ein ausdrücklicher Hinweis auf diese Tatsache im Vorwort könnte hier manchem suchenden Leser seine Zweifel beheben.

An Einzelheiten ist noch folgendes zu bemerken: Eine kurze mathematische Einleitung soll fehlende Kenntnis des Differenzierens und Integrierens wenigstens behelfsmäßig ersetzen.

Abschnitte rein praktischen, technischen, chemischen Inhalts usw. sind durch anderen Druck hervorgehoben. Ausführliche Inhaltsverzeichnisse, nach Stoff und Buchstaben geordnet, erleichtern das Zurechtfinden. Die Korrektur ist mit erfreulicher Sorgfalt durchgeführt. Natürlich könnte man auch hier und da Abänderungsvorschläge machen. Zum Beispiel könnte die [ ]bei Dimensionsangaben dann wegbleiben, wenn die Einheiten selbst genannt sind. Beim Vakuumthermoelement fehlt der Hinweis auf das nötige hohe Vakuum.

Das Buch wird sich sicher bald einen großen Leserkreis erobern. Vielen Nichtphysikern wird es „das Physikbuch" werden und manchem Physiker — für den es seiner ganzen Anlage nach nicht ausreichen kann — wird es im Anfang seines Studiums ebenfalls willkommen sein. W. Möbius.

F. Kollmann, Technologie des Holzes. XVIII und 764 S. Mit 604 Abb. und 1 Tafel. Berlin 1936. Julius Springer. RM 66.—, geb. RM 69.—.

Unter den in großen Mengen verwendeten Werkstoffen nimmt das Holz dadurch eine Sonderstellung ein, daß es mehr oder weniger so verwendet wird, wie es die Natur darbietet. Die wissenschaftliche Bearbeitung seiner Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten hat sich lange Jahre hindurch, sofern man hier vom rein forstwissenschaftlichen Zweige absieht, nicht so entwickelt, wie es der wirtschaftlichen Bedeutung dieses eigenartigen Werkstoffes entsprochen hätte. In neuerer Zeit hat aber die Holzforschung erheblichen Auftrieb erfahren, und es ist erfreulich, daß im vorliegenden Werke der Gegenstand unter Erfassung sehr verstreuten Schrifttums eine gründliche, physikalisch und chemisch orientierte Bearbeitung erfahren hat, die dem Ausbau der Holzforschung sehr zugute kommen dürfte.

Nach einem einleitenden Abschnitte über Makro-, Mikro- und feinbaulichen Aufbau des Holzes (Micellartheorie, Röntgenstrahluntersuchungen) werden in II. einzelne physikalische Eigenschaften behandelt; so werden insbesondere das physikalisch interessante Holzfeuchtegleichgewicht, die Gesetze der Quellung und Schwindung, die Physik der künstlichen Holztrocknung, Holztränkung, Wärmeeigenschaften, innere Dämpfung usw. erörtert. Abschnitt III berichtet über Elastizität und Festigkeit des Holzes, ein technisch besonders wichtiges Gebiet, das lange Zeit unter nicht genügender Beachtung der Anisotropie des Holzes gelitten hat, und das physikalisch sehr reizvoll ist. Teil IV ist der Chemie des Holzes gewidmet, im Sinne einer Faserstoffchemie. Auf diesen Abschnitt, der mit großer Sorgfalt die vielfach noch im Flusse befindlichen Fragen des chemischen Aufbaus behandelt, sei besonders aufmerksam gemacht. Auch über Korrosionserscheinungen, Holzverkohlung und gewisse forstwissenschaftliche Gesichtspunkte für den chemischen Befund wird hier berichtet. — Die nun folgende zweite Hälfte des Buches ist mehr technischer Art: Holzschutz und (technische) Holztrocknung bieten eine Fülle volkswirtschaftlich sehr wichtiger Gegenstände, die den Chemiker und Physiker angehen. Zerspanung des Holzes, Schleifen, Polieren, spanlose Formgebung mit Theorie des Leimens, die Holzveredelung, Sperrholzarten, Schichthölzer, gehärtete Hölzer usw. werden hier eingehend behandelt. Sehr nützlich ist eine umfangreiche Tafel am Schlusse des Bandes, in welcher Zahlen der physikalischen Eigenschaften von etwa 80 Nutzhölzern mit den nötigen botanischen Erklärungen zusammengestellt sind. Ein gutes Sach- und Namenverzeichnis und ein besonderes Verzeichnis nach Holzarten sind zweckdienlich. Das vorzüglich ausgestattete Buch verdient die Beachtung des Physikers. H. Hörig.

H. Kühl, Dissoziation von Verbrennungsgasen und ihr Einfluß auf den Wirkungsgrad von Vergasermaschinen (VDI-Forschungsheft 373). DIN A 4. II und 18 S. Mit 18 Abb. 15 Zahlentafeln und 6 Schaubildern im Text und auf 10 Tafeln. Berlin 1935. VDI-Verlag G. m. b. H. Brosch. RM 5.— (VDI-Mitglieder RM 4.50).

Bei der Betrachtung des Idealprozesses in einer Verbrennungskraftmaschine bleibt gewöhnlich der Einfluß der Dissoziation der Reaktionsteilnehmer unberücksichtigt. In dem vorliegenden Forschungsheft hat sich der Verfasser die dankbare Aufgabe gestellt, die Veränderung des Idealprozesses durch die CO_2-, H_2O-, H_2- und O_2-Dissoziation und die NO-Bildung quantitativ rechnerisch zu erfassen. Dieser Vorsatz ist in sehr glücklicher Weise durch Heranziehung der thermochemischen und bandenspektroskopischen Daten verwirklicht worden. Als hauptsächliches Ergebnis kann festgestellt werden, daß bei Luftüberschuß der Einfluß der Dissoziation eine Verminderung des thermischen Wirkungsgrades um 4—5 Proz. hervorrufen kann. Mit steigendem Luftüberschuß und bei Luftmangel sinkt der Einfluß der Dissoziation.

Die Arbeit bietet ein schönes Beispiel für die Fruchtbarmachung reiner Laboratoriumserkenntnisse in der Praxis. Sie zeigt zwingend, daß der wissenschaftlich geschulte und — was ebenso wichtig ist — mit der modernen Forschung wahrhaft vertraute Ingenieur aus den Feststellungen abstrakter Untersuchungen praktisch unmittelbar verwendbare Anregungen schöpfen kann.
K. Clusius.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Dr. Woldemar Weyl vom Kaiser-Wilhelm-Institut für Silikatforschung in Berlin-Dahlem zum ord. Professor der Glastechnologie an Pennsylvania State College in Philadelphia.

Ehrung: In den Senat der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften wurden berufen: der General der Artillerie ord. Professor der Wehrtechnik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Karl E. Becker, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik in Berlin Dr. Dr. h. c. Peter Debye, der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Heidelberg Dr. Philipp Lenard, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für physikalische und Elektrochemie in Berlin-Dahlem und ord. Professor an der Universität Berlin Dr. Peter Adolf Thiessen.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. II. Vj. 1937. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.